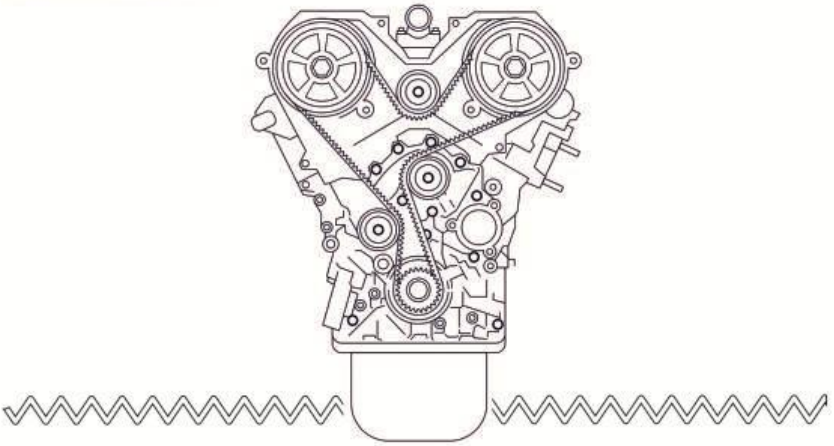
Диха О.В., Свідерський В.П., Бабак О.П.

# ТЕПЛОВІ ПРОЦЕСИ ДВИГУНІВ ВНУТРІШНЬОГО ЗГОРЯННЯ



Навчальний посібник

Хмельницький 2026

УДК 621.43(075.8)
Д50

*Рекомендовано Вченою радою*
*Хмельницького національного університету*
*як навчальний посібник для студентів ЗВО*
(*лист № 041/058 від 31.03.2026*)

***Рецензенти:***

***Ляшук О. Л.*** – д-р техн. наук, перший проректор, проф. кафедри автомобілів, Тернопільський національний технічний університет імені Івана Пулюя;

***Мікосянчик О. О.*** – д-р техн. наук, проф., зав. кафедри прикладної механіки та інженерії матеріалів, Національний університет «Київський авіаційний інститут»;

***Гордєєв А. І.*** – д-р техн. наук, проф. кафедри технології машинобудування, Хмельницький національний університет

**Диха О. В., Свідерський В. П., Бабак О. П.**

Д50 Теплові процеси двигунів внутрішнього згоряння : навч. посіб. / О. В. Диха, В. П. Свідерський, О. П. Бабак. – Хмельницький : ХНУ, 2026. – 142 с.

ISBN 978-966-330-515-8

Подано теоретичні відомості, опис побудови, роботи і аналіз термодинамічних циклів двигуна внутрішнього згоряння, визначення його основних показників і характеристик теплового балансу, оцінка теплових процесів у циліндрі та системі охолодження.

Призначено для здобувачів інженерно-технічних спеціальностей ЗВО, навчальним планом яких передбачено вивчення теплотехнічних дисциплін.

**УДК 621.43(075.8)**

© Диха О. В., Свідерський В. П., Бабак О. П., 2026
© ХНУ, оригінал-макет, 2026

ISBN 978-966-330-515-8

# ВСТУП

При збереженні загальних принципів роботи двигунів внутрішнього згоряння (ДВЗ) спостерігається зменшення їх розмірів і одночасне зростання потужності. Це дозволило їх глибоке проникнення в наше життя, стати незмінним помічником у багатьох сферах діяльності людини.

Розвиток сучасного двигунобудування веде до подальшого форсування ДВЗ за оборотами і за середнім ефективним тиском та супроводжується зростанням теплонапруженості всіх деталей двигуна. При проєктуванні двигунів необхідне якісне оцінювання надійності та працездатності усіх систем і деталей, особливо деталей циліндро-поршневої групи (ЦПГ), робота яких відбувається в умовах високої температури, під впливом хімічно-активного середовища за одночасної теплової та механічної дії (викликаних дією сил тиску газів) та циклічно-змінних напружень. Одним з основних чинників, що впливає на експлуатаційні характеристики двигуна є його тепловий стан.

Основним джерелом теплових навантажень у двигуні є робочий процес, що здійснюється в циліндрі. Але, крім основного, є і інші джерела теплоти, пов'язані з дисипацією енергії у вузлах тертя. В результаті теплопередачі відбувається сильний і нерівномірний нагрів деталей циліндропоршневої групи тощо. Рівень температури поршнів, випускних клапанів, кришок циліндрів, вихрових камер, сідл клапанів і інших деталей сягає величин, граничних щодо механічних властивостей застосованих конструкційних матеріалів. Температура поршнів, розпилювачів форсунок (у дизельних двигунах), гільз циліндрів досягає меж, допустимих для застосованих сортів олив і палива. У деталях ДВЗ виникають теплові напруження, які можуть перевершувати напруження від сил інерції і тиску газів. В окремих випадках може бути неприпустимий перегрів деталей ЦПГ, які призводять до прогарів днищ поршнів, розтріскування стінок камери згоряння, закоксовування і залипання поршневих кілець, задирів поршнів, розтріскування головок (кришок) циліндрів, нагароутворення на отворах розпилювачів форсунок і інших ефектів, що руйнує двигун. Це обмежує можливості їх форсування, знижує надійність. Особливу роль процеси теплопередачі відіграють у сучасних ДВЗ, що форсуються як за оборотами, так і за середнім ефективним тиском. У обох випадках це призводить до зростання теплових потоків у стінки камери згоряння: в першому випадку – за рахунок швидкісного чинника; у другому – за рахунок більшої маси спалюваного палива та щільності заряду.

Тепловіддача впливає на економічність робочого процесу, зокрема, на індикаторний коефіцієнт корисної дії (к.к.д.), який залежить від втрат теплоти в системі охолодження, дисипації енергії у вузлах тертя і втрати потужності на привід водяних і мастильних насосів, вентиляторів, механізмів та пристроїв. Теплопередача впливає на експлуатаційну працездатність деталей, обмежуючих камеру згоряння (КЗ) і ресурс двигуна. Це пов'язано з тим, що рівень температури в характерних зонах багато в чому визначає характер зносу, інтенсивність процесів старіння оливи, високотемпературної газової корозії, утворення відкладень тощо. Тому для нормальної експлуатації потрібно спеціальні заходи із забезпечення оптимального теплового режиму основних деталей двигуна.

Робоче тіло в циліндрі двигуна є основним джерелом теплоти, що призводить до нагріву і деформації деталей ЦПГ, тому потрібна ретельна оцінка умов теплообміну на основі локальних, а не на інтегральних підходів. Локальний теплообмін, що визначає розподіл поля температури і температурних напружень в конструкції, до сьогодні досліджувався в основному експериментально, що призводило до значних витрат матеріальних і трудових ресурсів при проєктуванні двигунів. Теоретичні основи дослідження локального теплообміну до теперішнього часу недостатньо розроблені, що формує значні проблеми при створенні перспективних форсованих двигунів і покращенні існуючих. Їх вирішення дозволить здійснити обґрунтований вибір конструкторських і технологічних заходів, підвищити рівень проєктування, дасть можливість скоротити цикл створення нового двигуна і отримати економічний ефект за рахунок зниження собівартості і витрат на експериментальні дослідження.

Навчальними планами інженерних та інженерно-технологічних спеціальностей передбачені дисципліни, де вивчають основи термодинамічних розрахунків ДВЗ, до яких відносять «Теоретичні основи теплотехніки», «Теплотехніка» тощо, але оскільки ці питання вивчаються побіжно, то увазі здобувачів запропоноване видання, де подано більш детальні відомості щодо особливостей теплових процесів ДВЗ. Посібник призначений для здобувачів спеціальності «Автомобільний транспорт», але може бути корисним і для здобувачів вищої освіти спеціальності «Агроінженерія».

У виданні подана також і допоміжна інформація – довідникові табличні дані та контрольні питання, які можна використати для самоконтролю при вивченні теоретичного матеріалу.

# РОЗДІЛ 1

# РЕЖИМИ РОБОТИ ДВИГУНІВ, ЇХ ОСНОВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ І ТЕПЛОВИЙ БАЛАНС

## 1.1 Цикли поршневих двигунів внутрішнього згоряння

Пошук раціонального способу перетворення теплоти в роботу – важлива задача технічної термодинаміки. Безперервне перетворення теплоти в роботу можливе при здійсненні термодинамічного циклу (рис. 1.1).

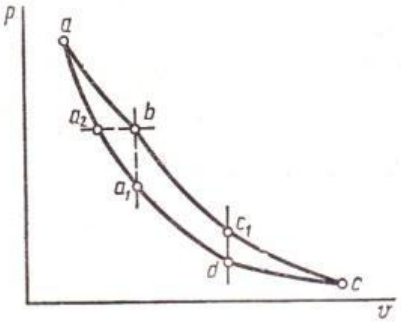



**Рис. 1.1 – Цикли роботи двигунів внутішнього згорання:**
***a–b–c–d–a* – Карно; $a_1$–*b*–$c_1$–*d*–$a_1$ – з підведенням теплоти за *v* = const;**
**$a_2$–*b*–*c*–*d*–$a_2$ – з підведенням теплоти за *p* = const**

Термічний коефіцієнт корисної дії циклу Карно має найбільш високе чисельне значення в порівнянні з іншими циклами в заданому діапазоні зміни температур джерела теплоти $T_1$ і охолоджувача $T_2$. Таким чином, з точки зору термодинаміки доцільно здійснювати в тепловому двигуні цикл Карно.

Теплоту для здійснення циклу отримують шляхом спалювання палива; температура горіння $T_Г$ залежить від фізичної природи палива і окислювача. В якості охолоджувача є навколишнє середовище з температурою $T_C$. В заданих умовах ($T_Г$ = const, $T_C$ = const) можна збільшити термічний коефіцієнт корисної дії (к.к.д.) циклу шляхом збільшення температури робочого тіла або зменшення різниці температур горіння $T_Г$ і

робочого тіла $T'_1$, тобто шляхом виконання умови $T_Г - T'_1 \to 0$. В теплових двигунах внутрішнього згоряння (ДВЗ) вдається так організувати процес підведення теплоти до робочого тіла, що різниця $T_Г - T'_1$ виявляється мінімальною. В цих двигунах паливо спалюють всередині циліндра і робочим тілом служать продукти згоряння. Температура горіння палива в ДВЗ практично є вищою температурою циклу, що обумовлює їх високий термічний к.к.д.

Ефективність теплового двигуна оцінюють його ефективним к.к.д., який можна представити в спрощеній формі $\eta_{еф} = \eta_т \cdot \eta_д$, де $\eta_т$ – термічний к.к.д. циклу – оцінює ступінь досконалості циклу; $\eta_д$ – к.к.д. двигуна – оцінює ступінь досконалості двигуна.

Розрахунки показують, що для здійснення циклу Карно необхідно дуже громіздкий, важкий, дорогий двигун, до того же з низьким к.к.д. ($\eta_д$), тому не дивлячись на високий термічний к.к.д. ($\eta_т$), такі двигуни виявляються непридатними для використання. Таким чином, з практичної точки зору цикл Карно недоцільно здійснювати в ДВЗ.

Покажемо причини, через які цикл Карно недоцільно здійснювати в двигунах. На рис. 1.1. зображено цикл Карно (*a–b–c–d–a*). За ізотермою *a–b* ($T_1$ = const) підводиться теплота $q_1$. Параметри точки «*a*» визначені температурою горіння палива $T_Г = T_1$ і відповідним тиском $p_a$, а параметри точки «*c*» – тиском $p_c$ навколишнього середовища і відповідною температурою $T_2$. Наприклад, для бензину при $T_1$ = 2100 К, $T_2 \approx$ 290 К шляхом нескладного розрахунку можна визначити тиск в точці «*a*» – він за показника адіабати $k$ = 1.33 має чисельне значення $p_a >$ 290 МПа, тобто він дуже великий; знизити $p_a$ можна шляхом зниження $T_1$, але це приведе до зниження термічного коефіцієнта корисної дії $\eta_т$, що є недоцільно. В існуючих двигунах тиск в точці «*a*» дорівнює $p_a \approx$ 1,5…10 МПа.

Перша причина, через яку недоцільно здійснювати цикл Карно в двигуні, полягає в тому, що для забезпечення міцності за такого великого тиску ($p_a >$ 290 МПа) його маса буде дуже великою, а вартість виготовлення дуже високою.

Друга причина, за якої цикл Карно недоцільно здійснювати в двигуні, є в наступному. Розширення газу в Циклі від тиску $p_a$ до $p_c$ відбувається спочатку за ізотермою *a–b*, а потім за адіабатою *b–c*, їх нахил до осі *v* відрізняється в невеликій мірі, а перепад тиску великий (від $p_a >$ 290 до $p_c >$ 0,1 МПа), тому цикл дуже розтягнутий по осі *v*; для заданих умов ступінь розширення $v_A/v_C$ дорівнює наближено 400, тобто дуже великий (для існуючих двигунів він дорівнює 16); для того щоб газ міг збільшити свій об’єм в 400 разів, потрібно великий циліндр, що не відповідає потужності двигуна. Вартість великого циліндра висока, крім того, в ньому великі втрати на тертя, що приводить до зниження к.к.д. двигуна $\eta_д$.

Бажано в теплових ДВЗ здійснювати цикли, які б зберігали по можливості переваги циклу Карно, але не мали би його недоліків.

На рис. 1.1 показані наступні цикли роботи двигунів: $b–c_1–d–a_1–b$ з підведенням теплоти за ізохорою $a_1–b$ і цикл $a_2–b–c_1–d–a_2$ з підведенням теплоти за ізобарою $a_2–b$. В двох нових циклах знижено в порівнянні з циклом Карно максимальний тиск $p_a$ і зменшений ступінь розширення, але вони здійснюються в тому самому діапазоні зміни температур $T_1 \rightarrow T_2$, що й цикл Карно, тобто збережені умови, в яких слід порівнювати значення термічних к.к.д.

У двигунів з ізохорним і ізобарним циклами термічний к.к.д. ($\eta_m$) нижче, ніж, в двигунів з циклом Карно, але в перших вище к.к.д. двигуна ($\eta_д$), тому з співвідношення $\eta_{еф} = \eta_m \cdot \eta_д$ витікає, що їх ефективність ($\eta_{еф}$) мало відрізняється від ефективності двигуна за циклом Карно.

В існуючих двигунах з деяким наближенням здійснюються цикли з:

– підведенням теплоти за ізохорою (цикл Отто);

– підведенням теплоти за ізобарою (цикл Дизеля);

– змішаним підведенням теплоти, частково за ізохорою і частково за ізобарою (цикл Сабате–Тринклера).

## 1.2 Робочий процес двигуна внутрішнього згоряння

Розглянемо процес роботи двигуна і графік зміни тиску всередині циліндра залежно від переміщення поршня (індикаторна діаграма).

Поршень двигуна здійснює зворотно-поступальний рух і через кривошипно-шатунний механізм обертає вал, що з'єднаний з споживачем механічної роботи. При русі поршня *П* зліва направо (рис. 1.2) в циліндр *Ц* двигуна всмоктується через відкритий клапан *ВС* суміш повітря з парами рідкого палива (бензину, керосину) або горючого газу.

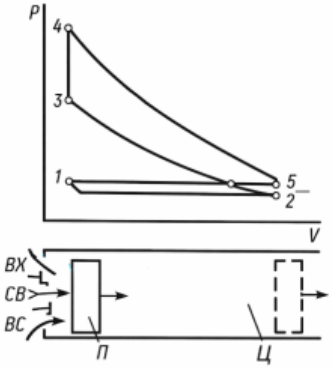



**Рис. 1.2 – Робочий процес двигуна внутрішнього згоряння**

Процес наповнення циліндра (перший такт) на індикаторній діаграмі зображується лінією *1–2*. В крайньому правому положенні поршня (нижня мертва точка – НМТ) всмоктувальний клапан *ВС* закривається. При закритих клапанах *ВС* і *ВХ* поршень рухається справа наліво і стискує горючу суміш до тиску 3…4 МПа. Процес стискування горючої суміші (другий такт) на індикаторній діаграмі зображується лінією *2–3*.

Поблизу лівого крайнього положення поршня (верхня мертва точка – ВМТ) починається процес горіння палива. В двигунах з ізохорним підведенням теплоти горюча суміш запалюється від електричної іскри на електродах свічки *СВ*; в двигунах з ізобарним підведенням теплоти в кінці процесу стискування повітря в циліндр через форсунку подається паливо в формі достатньо малих краплин. Стиснуте повітря в циліндрі має температуру 600–800 ºС, тому паливо, що сюди подається самозапалюється.

В результаті згоряння палива тиск в циліндрі різко зростає. Гарячі продукти горіння розширюються і переміщують поршень *П* зліва направо – здійснюється робочий хід і реалізується корисна робота. Процес розширення продуктів горіння (третій такт) на індикаторній діаграмі зображується лінією *4–5*.

Поблизу НМТ відкривається вихлопний клапан *ВХ*, поршень *П* починає рухатись справа наліво і виштовхує продукти горіння з циліндра в атмосферу. Процес виштовхування продуктів горіння з циліндра в атмосферу (четвертий такт) на індикаторній діаграмі зображується лінією *5–1*.

Описаний процес роботи двигуна відбувається за чотири ходи поршня (два оберти вала), тому має назву чотиритактного (рис. 1.3).

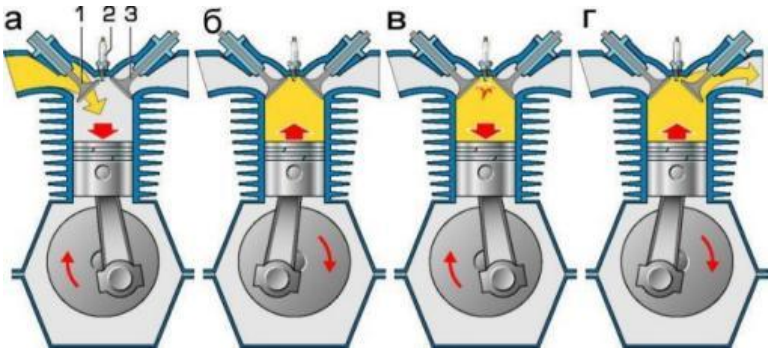



**Рис. 1.3 – Робочий процес чотиритактного двигуна внутрішнього згоряння:**
***а* – всмоктування; *б* – стиснення;**
***в* – розширення (робочий хід); *г* – виштовхування;**
***1* – всмоктувальний клапан; *2* – свічка запалення; *3* – вихлопний клапан**

Існують двигуни, в яких описаний процес здійснюється за два ходи поршня (один оберт вала), їх називають двотактними.

Робочий процес теплового двигуна є сукупність окремих процесів, що відбуваються послідовно в реальному двигуні за два або один повний оберт колінчастого вала.

Графічно робочий процес зображується реальною індикаторною діаграмою (лінія зміни тиску всередині циліндра при переміщенні поршня). Такі діаграми знімаються приладами – індикаторами, які встановлюються на працюючому двигуні.

Робочий процес принципіально відрізняється від циклу. Цикл є замкнутий круговий процес, що складається з окремих термодинамічних процесів. Робочий процес не замкнутий – після здійснення роботи в результаті розширення робоче тіло виводиться з двигуна, на його місце поступає свіжа порція горючої суміші. Процеси всмоктування і виштовхування робочого тіла відбуваються при незначній зміні тиску і для даного розгляду тиск можна прийняти постійним, однак ці процеси не є термодинамічними ізобарами, оскільки відбувається всмоктування або витікання газу, а його стан в циліндрі не змінюється; всі процеси в двигуні супроводжуються втратами.

Таким чином, робочий процес реального двигуна неможливо досліджувати термодинамічним методом. Робочий процес реального двигуна досліджується в основному експериментально.

Метод термодинаміки використовують для аналізу циклів теплових двигунів. Деякі результати аналізу циклів можна використати при конструюванні теплових двигунів. Метод термодинаміки використовується для дослідження роботи теплових двигунів наступним чином. Вводять поняття ідеального теплового двигуна і представляють його робочий процес в формі індикаторної діаграми. В ідеальному двигуні робочим тілом є ідеальний газ, процеси протікають без втрат.

Робочий процес ідеального двигуна (індикаторна діаграма), так само як і реального, принципіально відрізняється від циклу. Однак індикаторну діаграму ідеального двигуна можна формально звести до циклу при таких допущеннях:

– хімічний склад робочого тіла постійний, процес горіння замінюють процесом підведення теплоти до робочого тіла, наприклад, через стінки циліндра;

– процес виштовхування продуктів згоряння замінюється процесом відведення теплоти за ізохорою, наприклад, через стінки циліндра;

– процеси розширення і стискування приймаються адіабатними. З врахуванням зроблених допущень індикаторна діаграма ідеального двигуна не відрізняється від циклу.

Таким чином, результати аналізу циклу термодинамічним методом можна поширити на ідеальний двигун і з деяким наближенням – на реальний.

## 1.3 Цикл Отто

Поршневий двигун внутрішнього згорання – значне досягнення техніки XIX ст. Французький механік Ж. Ленуар у 1860 році створив першу життєздатну конструкцію двигуна, що працює на «світильному (кам'яновугільному) газі». Купець з Кельна Ніколас Аугуст Отто, у 1867 році побудував, а пізніше продемонстрував на другій Парижській міжнародній виставці двигун, що суттєво переважав машину Ленуара, за економічністю. В історію розвитку ДВЗ Отто ввійшов як винахідник чотиритактного двигуна, що працює за циклом названим в його честь.

Відомим прикладом циклу ДВЗ з підводом теплоти за постійного об`єму ($v$ = const) є цикл карбюраторного двигуна звичайного автомобіля. Розглянемо такий цикл на індикаторній діаграмі (рис. 1.4). Площа в середині циклу це індикаторна робота, тобто робота газу за один цикл.

У циклі виділяють чотири такти.

1. Розгляд починають із стану *0*, який відповідає крайньому лівому положенню поршня (рис. 1.4).

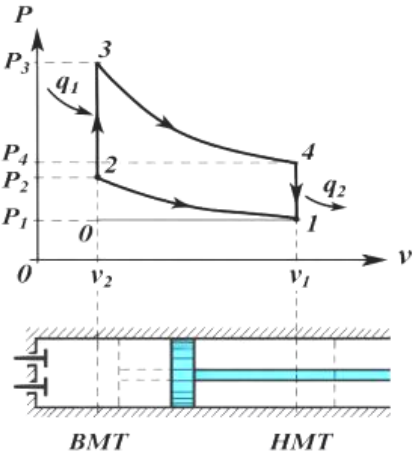



**Рис. 1.4 – Схема і цикл двигуна з підводом теплоти за постійного об`єму: ВМТ – верхня мертва точка; НМТ – нижня мертва точка**

При ході поршня праворуч відкривається клапан, що всмоктує, та відбувається перший такт двигуна – всмоктування суміші повітря з дрібно розпиленим паливом за лінією *0–1*.

2. У крайньому правому положенні клапан закривається та при зворотному ході поршня йде другий такт – адіабатний стиск в процесі *1–2*.

3. В точці *2* (крайньому лівому положенні поршня) відбувається вимушене займання суміші, яке призводить до миттєвого виділення теплоти $q_1$ і підводу його до робочого тіла в ізохорному процесі *2–3*.

Для розрахунку циклу треба знати параметри робочого тіла в точці *1* (перед початком стиску) та дві технічні характеристики циклу:

***1*) *ступінь стиску***, тобто відношення об'ємів на початку та в кінці стиску:

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}. \tag{1.1}$$

***2*) *ступінь підвищення тиску***:

$$\lambda = \frac{P_3}{P_2}. \tag{1.2}$$

Визначимо коефіцієнт корисної дії цього циклу.

Як відомо, к.к.д. циклу теплового двигуна визначається за формулою:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}, \tag{1.3}$$

де $q_1$ та $q_2$ – теплота, що підводиться та відводиться, відповідно, до або від робочого тіла в ході циклу. В цьому випадку підвід та відвід теплоти відбувається в ізохорних процесах *2–3* та *4–1*. Через це:

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2), \;\; q_2 = c_v(T_4 - T_1), \tag{1.4}$$

де $c_v$ – питома середня ізохорна теплоємність газів. Таким чином:

$$\eta = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \tag{1.5}$$

Виразимо $T_2$, $T_3$, $T_4$ через $T_1$, використовуючи співвідношення параметрів у окремих процесах циклу.

Так, розглядаючи адіабатний процес *1–2*, отримаємо:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1} \Rightarrow T_2 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}. \tag{1.6}$$

Розглядаючи ізохорний процес *2–3*, отримаємо:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda \Rightarrow T_3 = T_2\lambda = T_1\lambda\varepsilon^{k-1}. \qquad (1.7)$$

Розглядаючи адіабатний процес *3–4*, отримаємо:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1}, \qquad (1.18)$$

що (з урахуванням рівностей $v_3 = v_2$, $v_4 = v_1$ та визначення (1.8)) отримаємо формули:

$$T_4 = T_3 \cdot \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1} = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot p \cdot \left(\frac{p}{\varepsilon}\right)^{k-1} = T_1 \cdot p^k. \qquad (1.9)$$

Скориставшись останніми результатами, отримаємо, що к.к.д. циклу Отто має вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1\lambda - T_1}{T_1\lambda\varepsilon^{k-1}T_1\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \qquad (1.10)$$

Аналіз формули (1.10) показує, що к.к.д.:

– тим вище, чим вище ступінь стиску ε (1.1);

– не залежить від ступеня підвищення тиску λ (1.2).

Відмітимо, що в існуючих карбюраторних двигунах ступінь стискування ε складає *4–8*. За останні декілька десятиліть досягнута ступінь стискування в двигунів з підведенням теплоти за ізохорою від значення ε = 6 до ε = 10 і більше.

Однак в двигунів з підведенням теплоти за ізохорою є межа росту ступеня стискування. Справа в тому, що в цих двигунах стискується суміш повітря і палива. В процесі стискування температура зростає. При великих ступенях стискування температура суміші може стати рівною температурі запалювання палива ще до приходу поршня в ВМТ, тобто почнеться передчасне горіння палива в процесі стискування горючої суміші. В цих умовах зменшується корисна робота двигуна, а в крайніх випадках може відбутись аварія, наприклад вихід з ладу кривошипно-шатунного механізму. Тобто ступінь стискування обмежений у зв'язку з тим, що за високого ε можливо передчасне самоспалахування палива та детонація (вибуховий характер горіння) ще на стадії стискування.

## 1.4 Цикл Дизеля

Закінчення XIX ст. можна вважати «золотим століттям» в історії розвитку теплових машин. Крім Ж. Ленуара і Н. Отто, цей період знаменує прекрасна когорта інженерів і вчених. В їх ряді Рудольф Дизель займає особливе місце. Патент, виданий йому у 1893 році, привів до перевороту в теплоенергетиці, оскільки запропонований ним тепловий двигун не тільки витіснив парові машини, але й до нашого часу залишається перспективним двигуном XXI ст. Творчий спадок Р. Дизеля (1858–1913 р.) чудовим чином поєднує в собі інженера винахідника і вченого. Будучи прекрасним спеціалістом в царині термодинаміки і механіки, Дизель сформулював основні умови досконалого згоряння і скрупульозно проаналізував термодинамічні принципи роботи нового двигуна. Так ним, запропонований принцип повільного згоряння, в процесі якого зберігається практично постійна температура. При цьому, на думку Дизеля, теплові втрати мінімізуються, збільшується к.к.д. двигуна і спрощується його конструкція – не потрібна сорочка охолодження. Однак досвід створення і експериментального дослідження першого зразка нового двигуна показав необхідність використання водяного охолодження циліндра. Дизель прийшов до висновку, що для збільшення потужності двигуна необхідно детально вивчити теплообмін, але при цьому негативно віднісся до ідеї «продувки-наддуву» циліндра стиснутим повітрям з під поршневої порожнини, вважаючи, що це приводить до зниження к.к.д. циклу. І тільки у 1958 році К. Циннер показав, що Дизель помилявся. Двигун Дизеля був чотиритактним. Винахідник встановив, що к.к.д. двигуна внутрішнього згоряння підвищується зі збільшенням ступеня стиснення горючої суміші. Але дуже стискати горючу суміш не можна, тому що тоді підвищуються тиск і температура і суміш самозаймається раніше ніж необхідно. Дизель вирішив стискати не горючу суміш, а чисте повітря. В кінці стиснення повітря в циліндр поступово під сильним тиском вприскувалось рідке паливо. Так як температура стисненого повітря досягала 600–650 ºС, паливо самозапалювалось, і гази, розширюючись, рухали поршень. Таким чином Дизелю вдалося значно підвищити к.к.д. двигуна. До того ж тут не потрібна була система запалювання, а замість карбюратора був паливний насос.

Якщо стискувати окислювач (повітря) і тільки після цього вводити до циліндра пальну суміш, то обмеження за ступенем стиску відпадають і можна отримати двигун з більш високим значенням $\varepsilon$, яке обмежене тільки умовами міцності конструктивних матеріалів. Такий двигун реалізує цикл Дизеля – цикл підведення теплоти за постійного тиску.

Переваги такого циклу:

1. Не потрібні прилади для запалювання горючої суміші.
2. Можна використовувати дешеві сорти палива.

У двигунах з ізобарним підведенням теплоти термічний к.к.д. вище, ніж в двигунах з ізохорним підведенням теплоти.

Збільшити к.к.д. вдалось за рахунок збільшення ступеня стискування. В двигунах з ізобарним підведенням теплоти відбувається стискування повітря без палива, тому вдається підвищити ступінь стискування до ε = 14–16 і більше.

Розглянемо індикаторну діаграму такого циклу (рис. 1.5). Тут *1–2* – адіабатний стиск повітря; *2–3* – підведення теплоти $q_1$ за $p$ = const, що супроводжує упорскування та горіння палива; *3–4* – адіабатне розширення продуктів горіння; *4–1* – відведення теплоти $q_2$.

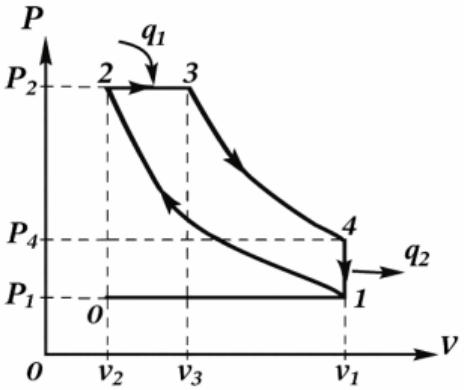



**Рис. 1.5 – Цикл двигуна з підведенням теплоти за постійного тиску**

До основних характеристик такого циклу, крім ступеня стиску ε (1.1), відноситься ще ***ступінь попереднього розширення*** ρ:

$$\rho = \frac{v_3}{v_2}. \tag{1.11}$$

У подальшому аналізі, скориставшись основними співвідношеннями для газових процесів, виразимо параметри в основних точках через початкові температуру $T_1$ та питомий об`єм $v_1$.

Розглядаючи адіабатний процес *1–2*, отримаємо:

$$v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon}, \quad T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}. \tag{1.12}$$

Розглядаючи ізобарне розширення *2–3*, отримаємо:

$$v_3 = p \cdot v_2 = v_1 \cdot \frac{p}{\varepsilon}, \quad T_3 = T_2 \cdot \frac{v_3}{v_2} = T_2 \cdot p = T_1 \cdot p \cdot \varepsilon^{k-1}. \quad (1.13)$$

Розгляд адіабатного розширення *3–4* дає такі співвідношення:

$$v_4 = v_1, \quad T_4 = T_3 \cdot \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1} = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot p \cdot \left(\frac{p}{\varepsilon}\right)^{k-1} = T_1 \cdot p^k. \quad (1.14)$$

Для визначення к.к.д. циклу скористаємося виразами для теплоти, що підведена в ізобарному процесі *2–3*:

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2) \quad (1.15)$$

та відведена в ізохорному процесі *4–1*:

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1). \quad (1.16)$$

Використавши ці співвідношення, отримаємо формулу:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v}{c_p} \cdot \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (1.17)$$

Через те, що

$$k = \frac{c_p}{c_v};$$

є відомим коефіцієнтом адіабати, вираз к.к.д. із врахуванням співвідношень (1.15) – (1.17), спрощується до:

$$\eta_t = 1 - \frac{p^k - 1}{k \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot (p - 1)}. \quad (1.18)$$

З виразу (1.18) витікає, що к.к.д. збільшується із збільшенням ступеня стискування і зменшенням ступеня попереднього розширення. Недоліком двигуна, робота якого базується за циклом Дизеля, є те, що для впорскування палива до циліндра необхідно мати компресор, на привід якого витрачається значна частина потужності двигуна. Однак цикл з ізобарним підведенням теплоти здійснюється при більших ступенях стис-

кування (ε = 14–16), ніж цикл з ізохорним підведенням теплоти (ε = 6–10), тому перший має більш високий к.к.д., але двигун для його здійснення складніший і має більшу вартість. Враховуючи велику вартість палива і тенденцію до його подальшого підвищення, необхідно віддавати перевагу двигунам з підведенням теплоти за ізобарою.

## 1.5 Цикл Сабате–Тринклера

У 1898 році російський інженер Г. В. Тринклер (1876–1957) удосконалив двигун Дизеля і запропонував цикл з змішаним підведенням теплоти $q_1 = q_1' + q_1''$. Індикаторна діаграма має вид (рис. 1.6): *1–2* – адіабатний стиск; *2–3* – ізохорне підведення теплоти $k = \frac{c_p}{c_v} q_1'$; *3–4* – ізобарне підведення теплоти $q_1''$; *4–5* – адіабатне розширення продуктів згоряння; *5–1* – ізохорне відведення теплоти $q_2$.

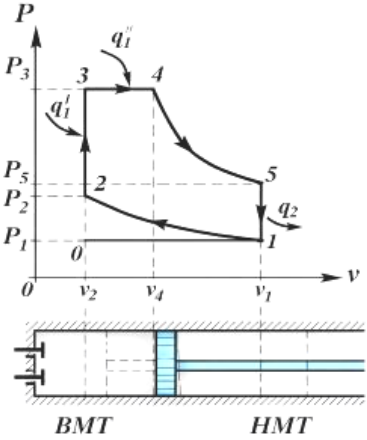



**Рис. 1.6 – Цикл двигуна зі змішаним підведенням теплоти**

У цьому циклі частина палива згоряє за $v$ = const, а частина – за $p$ = const. Основними конструктивними параметрами є ступінь стиску ε (1.1), ступінь підвищення тиску λ (1.2) та ***ступінь попереднього розширення*** ρ.

У цьому випадку останнє дорівнює:

$$\rho = \frac{v_4}{v_3}.$$

К.к.д. циклу Тринклера визначається за формулою:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1' + q_1''} = 1 - \frac{c_v \cdot (T_5 - T_1)}{c_v \cdot (T_3 - T_2) + c_p \cdot (T_4 - T_3)},$$

яка після розгляду, аналогічного попереднім, приймає форму:

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda p^k - 1}{\varepsilon^{k-1}\left[\lambda - 1 + k \cdot \lambda \cdot (p - 1)\right]}. \qquad (1.19)$$

Цілком природно, що формула (1.19) за $\rho = 1$ дає к.к.д. циклу Отто (1.10), а за $\lambda = 1$ – к.к.д. циклу Дизеля (1.18).

Перевагою двигуна з цим циклом є відсутність компресора.

Таким чином, при однаковому ступеню стискування ($\varepsilon_v = \varepsilon_{vp} = \varepsilon_p$) термічні к.к.д. $\eta_t$ перерахованих циклів знаходяться в такому співвідношенні: $\eta_{tv} > \eta_{tvp} > \eta_{tp}$, тобто термічний к.к.д. цикла з змішаним підведенням теплоти $\eta_{tvp}$ займає проміжне місце між к.к.д. ізохорного $\eta_{tv}$ і ізобарного $\eta_{tp}$ циклів. При ступені стискування, наприклад, рівного $\varepsilon = 11.2$, $\rho = 2{,}5$ і максимальному тиску цикла (в кінці стискування) $p = 2{,}5$ МПа термічний к.к.д. ізобарного циклу $\eta_{tp} = 0{,}46$, а ізохорного $\eta_{tv} = 0{,}55$, однак в останньому максимальний тиск циклу (в кінці процесу горіння) $p = 8{,}2$ МПа, тобто в три з лишком рази більше.

Однак при збільшенні максимального тиску необхідно збільшити міцність циліндра, при цьому збільшується вартість двигуна. Знизити максимальний тиск циклу можна, наприклад, шляхом переходу від ізохорного циклу до циклу з змішаним підведенням теплоти.

Слід відмітити, що порівнювати термічний к.к.д. циклів необхідно не за однакових ступенів стискування ε, а при однакових умовах для їх здійснення, тобто при однакових максимальних тисках і температурах.

На рисунку 1.7 зображені цикли з підведенням теплоти за ізобарою *D–A*$_1$*–B–C*, з змішаним підведенням теплоти *D–E–A*$_2$*–B–C* і з підведенням теплоти за ізохорою *D–A–B–C*. Для всіх трьох циклів однакові максимальний тиск $p_{max}$ і температура $T_{max}$. Для цих циклів відведена кількість теплоти однакова і рівна $q_2$ (площа обмежена *CDA'B'*). Робота циклів різна і відповідно дорівнюють:

– з підведенням теплоти за ізобарою $l_p$ = площі *DA*$_1$*BCD*;

– з змішаним підведенням теплоти $l_{pv}$ = площі *DEA*$_2$*BCD*;

– з підведенням теплоти за ізохорою $l_v$ = площі *DABCD*.

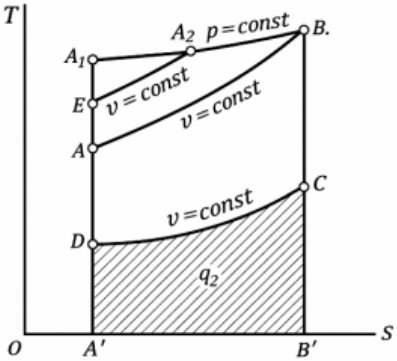



**Рис. 1.7 – Порівняння циклів з підведенням теплоти за *p* = const (*D*–*A*$_1$–*B*–*C*–*D*); з змішаним підведенням (*D*–*E*–*A*$_2$–*B*–*C*–*D*); з підведенням теплоти за *v* = const (*D*–*A*–*B*–*C*–*D*)**

Таким чином $l_P > l_{Pv} > l_v$, тому найвищий термічний к.к.д. буде в циклі з підведенням теплоти за ізобарою, найнижчий – в циклі з підведенням теплоти за ізохорою; к.к.д. циклу з змішаним підведенням теплоти займає проміжне місце.

## 1.6 Основні характеристики і тепловий баланс ДВЗ

### *1.6.1 Середній індикаторний тиск і індикаторна потужність*

Середній індикаторний тиск $p_i$ – умовний постійний тиск, що діє на поршень протягом одного робочого ходу і здійснює роботу, яка рівна індикаторній роботі газів в циліндрі за робочий цикл (рис. 1.8).

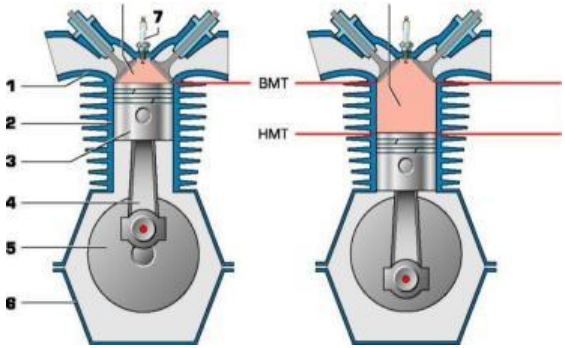



**Рис. 1.8 – Поршневий двигун внутрішнього згоряння: *1* – головка циліндра; *2* – циліндр; *3* – поршень; *4* – шатун; *5* – колінчастий вал; *6* – картер; *7* – свічка запалювання**

Згідно визначенню, середній індикаторний тиск (Па) дорівнює відношенню індикаторної роботи $L_i$ газів за цикл до одиниці робочого об'єму $V_h$ циліндра, тобто:

$$p_i = \frac{L_i}{V_h}. \tag{1.20}$$

За наявності індикаторної діаграми, що знімається з двигуна, середній індикаторний тиск можна визначити за формулою:

$$p_i = \frac{F}{l} \cdot m, \tag{1.21}$$

де $F$ – корисна площа індикаторної діаграми, м$^2$;

$l$ – довжина індикаторної діаграми, м;

$m$ – масштаб тиску індикаторної діаграми, Па/м.

Середній індикаторний тиск при повному навантаженні в чотиритактних карбюраторних двигунів $8 \cdot 10^5 ... 12 \cdot 10^5$Па, в чотиритактних дизелів – $7{,}5 \cdot 10^5 ... 10 \cdot 10^5$ Па, в двотактних дизелів – $6 \cdot 10^5 ... 9 \cdot 10^5$ Па.

Індикаторною потужністю $N_i$ (кВт) двигуна називають роботу, що здійснюється газами в циліндрах двигуна за одиницю часу, тобто:

$$N_i = \frac{2 \cdot p_i \cdot V_h \cdot n \cdot i}{10^3 \cdot \tau}, \tag{1.22}$$

де $p_i$ – середній індикаторний тиск, Па;

$V_h$ – робочий об'єм циліндра, м$^3$;

$n$ – частота обертання колінчастого вала, об/с;

$$n = \frac{\omega}{2 \cdot \pi},$$

де $\omega$ – кутова швидкість обертання колінчастого вала, рад/с;

$\tau$ – тактність двигуна ($\tau = 4$ – для чотиритактних двигунів і $\tau = 2$ – для двотактних);

$i$ – число циліндрів.

Робочий об'єм циліндра, м$^3$:

$$V_h = \frac{\pi \cdot D^2 \cdot S_П}{4}, \tag{1.23}$$

де $D$ – діаметр циліндра, м; $S_П$ – хід поршня, м.

Якщо відомі ступінь стискування $\varepsilon$ двигуна і об'єм $V_з$ камери згоряння, то робочий об'єм $V_h$ циліндра може бути визначений за формулою:

$$V_h = (\varepsilon - 1) \cdot V_з, \tag{1.24}$$

де $\varepsilon$ – ступінь стискування, що рівна відношенню повного об'єму $V_a$ циліндра до об'єму $V_з$ камери згоряння, тобто:

$$\varepsilon = \frac{V_a}{V_з} = \frac{V_h + V_з}{V_з} = \frac{V_h}{V_з} + 1. \tag{1.25}$$

### *1.6.2 Ефективна потужність двигуна і середній ефективний тиск*

Ефективною потужністю $N_e$ називають потужність, що знімається з колінчастого вала двигуна для отримання корисної роботи.

Ефективна потужність менше індикаторної потужності $N_i$ на величину потужності $N_м$ механічних втрат, тобто:

$$N_e = N_i - N_м. \tag{1.26}$$

Механічні втрати в двигуні оцінюються механічним к.к.д. $\eta_м$, що рівний відношенню ефективної потужності до індикаторної:

$$\eta_м = \frac{N_e}{N_i} = \frac{N_i - N_м}{N_i} = 1 - \frac{N_м}{N_i}. \tag{1.27}$$

Для сучасних двигунів к.к.д. складає 0,72...0,9. Якщо відомо механічний к.к.д., то можна визначити ефективну потужність:

$$N_e = \eta_м \cdot N_i. \tag{1.28}$$

Ефективна потужність $N_e$ (кВт) двигуна аналогічна індикаторній потужності і може бути виражена через середній ефективний тиск:

$$N_e = \frac{2 \cdot p_e \cdot V_h \cdot n \cdot i}{10^3 \cdot \tau}. \tag{1.28}$$

Середній ефективний тиск $p_e$ дорівнює різниці між середнім індикаторним тиском $p_i$ і середнім тиском $p_м$ механічних втрат:

$$p_e = p_i - p_м. \tag{1.29}$$

Якщо відомий механічний к.к.д., то можна визначити середній ефективний тиск (Па):

$$p_e = \eta_м \cdot p_i. \tag{1.30}$$

Середній ефективний тиск за максимальної потужності в чотиритактних карбюраторних двигунів складає $6{,}5\cdot10^5...9{,}5\cdot10^5$ Па, в чотиритактних дизелів – $6{,}5\cdot10^5...8\cdot10^5$ Па, в двотактних дизелів – $6{,}5\cdot10^5...7{,}5\cdot10^5$ Па.

### *1.6.3 Літрова потужність двигуна*

Літровою потужністю двигуна $N_л$ (кВт/м$^3$) називають відношення ефективної потужності $N_e$ до літражу двигуна $i \cdot V_h$:

$$N_л = \frac{N_e}{i \cdot V_h}. \tag{1.31}$$

### *1.6.4 Індикаторний к.к.д. і питома витрата палива*

Економічність дійсного робочого циклу двигуна оцінюється індикаторним к.к.д. $\eta_i$ і питомою індикаторною витратою палива $в_i$.

Індикаторний к.к.д. $\eta_i$ оцінює ступінь використання теплоти в дійсному циклі з врахуванням всіх теплових втрат і дорівнює відношенню теплоти, що еквівалентна корисній індикаторній роботі, до всієї затраченої теплоти:

$$\eta_i = \frac{N_i}{B \cdot Q_н^p}, \tag{1.32}$$

де $N_i$ – індикаторна потужність, кВт;

$B$ – витрата палива, кг/с;

$Q_н^p$ – нижча теплота загоряння палива, кДж/кг.

Питома індикаторна витрата палива $b_i$ (кг/кВт·год) – відношення витрати палива $B$ до індикаторної потужності $N_i$:

$$b_i = \frac{B \cdot 3600}{N_i}. \tag{1.33}$$

Значення $\eta_i$ і $в_i$ для двигунів при їх роботі на номінальному режимі наведені в таблиці 1.1.

**Таблиця 1.1 – Характеристики двигунів**

| Тип двигуна | Індикаторний к.к.д., $\eta_i$ | Ефективний к.к.д., $\eta_e$ | Питома індикаторна витрата палива $в_i$, (г/кВт·год) | Питома ефективна витрата палива $в_в$, (г/кВт·год) |
|---|---|---|---|---|
| Карбюраторний | 0,26...0,38 | 0,25...0,32 | 230...300 | 280...325 |
| Дизельний | 0,43...0,52 | 0,35...0,45 | 160...200 | 190...240 |

### *1.6.5 Ефективний к.к.д. і питома ефективна витрата палива*

Економічність роботи двигуна в цілому оцінюється ефективним к.к.д. $\eta_e$ і питомою ефективною витратою палива $в_e$.

Ефективний к.к.д. $\eta_e$ оцінює ступінь використання теплоти палива з врахуванням всіх видів втрат (як теплових, так і механічних) і є відношенням теплоти, що еквівалентна корисній ефективній роботі, до всієї затраченої теплоти:

$$\eta_e = \frac{N_e}{B \cdot Q_н^p}. \tag{1.34}$$

Якщо відомі індикаторний к.к.д. і механічний к.к.д., то:

$$\eta_e = \eta_i \cdot \eta_м. \tag{1.35}$$

Питома ефективна витрата палива $в_e$ (кг/кВт·год) – відношення витрати палива $B$ до ефективної потужності $N_e$ :

$$в_e = \frac{B \cdot 3600}{N_e}. \tag{1.36}$$

Значення $\eta_e$ та $в_e$ для двигунів при їх роботі на номінальному режимі наведені в таблиці 1.1.

Витрата (кг/с) повітря, що проходить через двигун:

$$M_{пов} = \frac{2 \cdot V_h \cdot \eta_v \cdot n \cdot i \cdot \rho_в}{\tau}, \tag{1.37}$$

де $V_h$ – робочий об'єм циліндра, м$^3$;

$\eta_v$ – коефіцієнт наповнення циліндрів;

$n$ – частота обертання колінчастого вала, об/с;

$i$ – число циліндрів;

$\rho_в$ – густина повітря, кг/м$^3$;

$\tau$ – тактність двигуна.

### *1.6.6 Тепловий баланс двигуна*

Розподіл теплоти, що виділяється при згорянні палива, на окремі складові (корисно використана теплота та різні види теплових втрат) називається ***зовнішнім тепловим балансом***.

Тепловий баланс двигуна визначається експериментально. Значення окремих складових теплового балансу характеризують досконалість використання теплоти, дозволяють вибрати і розрахувати систему охолодження, з'ясувати можливість використання теплоти випускних газів і намітити шляхи поліпшення показників роботи двигуна.

Тепловий баланс можна скласти для різних режимів роботи двигуна. У більшості випадків тепловий баланс складають у відносних величинах (у частках чи відсотках), тобто відносять його складові до кількості підведеної теплоти.

Рівняння теплового балансу ДВЗ має наступний вид:

$$Q = Q_е + Q_{охол} + Q_г + Q_т + Q_{нз} + Q_{зал}, \qquad (1.38)$$

де $Q$ – теплота палива, що вводиться в двигун;

$Q_е$ – теплота, що перетворюється в корисну роботу;

$Q_{охол.}$ – теплота, що втрачається з охолоджуючою водою;

$Q_г$ – теплота, втрачена з відпрацьованими газами;

$Q_т$ – теплота, що відводиться мастилом (оливою);

$Q_{нз}$ – теплота, що втрачається в результаті неповного згоряння палива;

$Q_{зал.}$ – залишковий член балансу, що дорівнює сумі всіх неврахованих втрат.

Тепловий баланс можна скласти у відсотках від усієї кількості введеної теплоти:

$$q_е + q_{охол} + q_г + q_т + q_{нз} + q_{зал} = 100, \qquad (1.39)$$

де $q_е = \frac{Q_е}{Q} \cdot 100$; $q_{охол.} = \frac{Q_{охол.}}{Q} \cdot 100$; $q_г = \frac{Q_г}{Q} \cdot 100$ тощо.

У цьому випадку кожен доданок у лівій частині рівняння являє собою кількість теплоти у відсотках стосовно всієї уведеної теплоти $Q$. Уведену теплоту $Q$ визначають за нижчою теплотою згоряння палива.

Кількість теплоти, що вводиться протягом секунди, (кДж/с):

$$Q = B \cdot Q_н^р, \tag{1.40}$$

де $B$ – витрата палива, кг/с;

$Q_н^р$ – нижча теплота згоряння палива, кДж/кг.

Теплота, що еквівалентна ефективній роботі двигуна за 1 с, дорівнює його ефективній потужності. Відношення ефективної теплоти до загальної уведеної визначає частку корисно використаної теплоти в двигуні і чисельно дорівнює ефективному к.к.д.

Теплота, що перетворюється в корисну роботу, кДж/кг:

$$Q_е = N_е, \tag{1.41}$$

де $N_е$ – ефективна потужність двигуна, кВт.

Теплота, яка сприймається від робочого тіла внутрішніми поверхнями циліндра, виділяється в навколишнє середовище за допомогою газоподібної чи рідкої речовини – охолоджувача.

З усієї кількості теплоти, що віддається охолоджувачу, найбільша частина (до 65 %) сприймається стінками циліндра під час процесів згоряння і розширення, а інша – протягом випуску. Теплообмін під час стиску незначний. Тепловіддача від газів у стінки росте зі збільшенням тиску наддуву і зменшується при підвищенні ступеня охолодження повітря після компресора. Таким чином, теплота, що відводиться від двигуна охолоджувачем, включає теплоту, яка:

а) передана від газів стінкам циліндра під час стиску, згоряння, розширення і випуску;

б) еквівалентна роботі тертя поршня в циліндрі;

в) відводиться від газів після випуску з циліндра у випускному каналі голівки й у випускному патрубку.

Теплота, що втрачена з охолоджуючою водою, кДж/кг:

$$Q_{охол.} = G_в \cdot c_в \cdot (t_2 - t_1), \tag{1.42}$$

де $G_в$ – витрата води, що проходить через систему, кг/с;

$c_в$ – масова теплоємність води, кДж/кг·К; $c_в = 4{,}19$ кДж/кг·К;

$t_2$ і $t_1$ – температура води на вході в систему і на виході з неї, ºС.

Випускні гази, що виходять із двигуна, мають порівняно високу температуру і несуть значну кількість теплоти $Q_г$. Цю теплоту приблизно визначають як різницю їхньої ентальпії за випускним трубопроводом і ентальпії повітря, що надходить у двигун, тому у величину теплоти, яка мається в розпорядженні, не включають ентальпію повітря. Температуру випускних газів у двигунах без наддуву вимірюють безпосередньо після випускного трубопроводу двигуна, а в комбінованих двигунах – у випускному патрубку газової турбіни.

Теплота, що втрачена з відпрацьованими газами, кДж/кг:

$$Q_г = B \cdot (V_г \cdot c'_{рг} \cdot t_г - V_{пов} \cdot c'_{рпов} \cdot t_{пов}), \qquad (1.43)$$

де $B$ – витрата палива, кг/с;

$V_г$ і $V_{пов}$ – витрати газів і повітря, м$^3$/кг;

$c'_{рг}$ і $c'_{рпов}$ – середні об'ємні теплоємності газів і повітря при постійному тиску, кДж/м$^3$·К;

$t_г$ і $t_{пов}$ – температури відпрацьованих газів і повітря, ºС.

Для двигунів на рідкому паливі:

$$Q_{в.г} = G_T \left( M_2 c_{рв.г} T_2 - M_1 c_{рв} T_0 \right), \qquad (1.44)$$

де $G_T$ – витрата газу через турбіну;

$M_2$ – кількість продуктів згоряння на один кілограм палива, кмоль/кг [1];

$c_{рв.г}$ – питома молярна теплоємність випускних газів, Дж/(кмоль·К);

$T_2$ – температура продуктів згоряння на виході з турбіни, К;

$M_1$ – кількість горючої суміші на один кілограм палива, кмоль/кг [1, с. 36];

$c_{рв}$ – питома молярна теплоємність повітря, Дж/(кмоль·К);

$T_0$ – температура навколишнього середовища, К.

Для газових двигунів формула (1.44) має вигляд:

$$Q_{в.г} = \frac{V_T}{22,4} \left( M_2 c_{рв.г} T_2 - M_1 c_{рв} T_0 \right). \qquad (1.45)$$

При наявності у випускних газах продуктів неповного згоряння додатково втрачається теплота, що не виділилася внаслідок неповноти згоряння палива. Теплота, що втрачається в результаті неповного згоряння палива (кДж/с), визначається дослідним шляхом.

Втрата теплоти через неповноту згоряння в двигуні на рідкому паливі при коефіцієнті надлишку повітря $\alpha_н > 1$:

$$Q_{н.з.} = 34080 \cdot \varphi_c \cdot g_в \cdot G_T, \tag{1.46}$$

де $\varphi_c$ – частка неспаленого вуглецю, підрахована за результатами аналізу продуктів згорання [1];

$g_в$ – масова частка вуглецю в паливі, кг/кг.

Для двигунів з зовнішнім сумішоутворенням, що працюють на рідкому паливі, при $\alpha_н < 1$:

$$Q_{нз} = 22,4 \cdot G_T \cdot M_{сух} \cdot Q_н^p, \tag{1.47}$$

де $M_{сух}$ – кількість сухих продуктів згорання, що утворюються при згоранні 1 кг палива, кмоль/кг;

$Q_н^p$ – нижча теплота згорання 1 м$^3$ сухих продуктів згорання при температурі 0 ºС і тиску 0,1013 МПа.

Для газових двигунів:

$$Q_{нз} = V_T \cdot M_{сух} \cdot Q_н^p. \tag{1.48}$$

Кількість теплоти, що відводиться мастилом, визначають, вимірюючи кількість мастила, що проходить за одиницю часу через систему охолодження мастила, і температуру мастила при вході в систему і виході з неї:

$$Q_m = G_m \cdot c_m \cdot \left(t_{2m} - t_{1m}\right), \tag{1.49}$$

де $G_m$ – витрата мастила через систему в кг/год;

$t_{2m}, t_{1m}$ – температури мастила відповідно при виході з системи охолодження мастила і вході в неї;

$c_m$ – теплоємність мастила в кДж/(кг·град).

Залишковий член теплового балансу (кДж/с) визначається як різниця між підведеною теплотою і сумою визначених складових теплового балансу:

$$Q_{зал.} = Q - (Q_е + Q_{охол.} + Q_г + Q_m + Q_{нз}), \tag{1.50}$$

де $Q_{зал.}$ – член, що враховує втрати теплоти в результаті променевого і конвективного теплообміну нагрітих частин двигуна з навколишнім середовищем.

До складу залишкового члена теплового балансу входять:

1) теплота, що відповідає роботі тертя, за винятком теплоти, яка віддана охолоджувачу через стінки циліндра чи віднесена мастилом і врахована членами балансу $Q_{охол}$ і $Q_m$; ця теплота відводиться в навколишнє середовище внаслідок конвекції і теплопровідності від зовнішніх поверхонь двигуна;

2) теплота, що відповідає кінетичній енергії випускних газів;

3) теплота, що втрачається внаслідок випромінювання зовнішніми поверхнями двигуна і його агрегатів;

4) невраховані втрати теплоти.

У таблиці 1.2 наведені середні значення окремих складових зовнішнього теплового балансу, віднесених до теплоти, яка введена з паливом при роботі двигуна на номінальному режимі. Як видно з таблиці 1.2, 55–75 % теплоти, яка введена в двигун, складають теплові втрати – в основному: фізична теплота випускних газів і теплота, що відводиться охолоджувачем. Ступінь використання палива збільшується при утилізації теплових втрат (для автотранспортних засобів це система опалення салону, кабіни, обігріву кузова тощо). У комбінованих двигунах частка теплоти, що відводиться охолоджувачем, зменшується до 10–18 %, що менше, ніж в ДВЗ з примусовим запалюванням (20–30 %) і зростає кількість теплоти, яка еквівалентна ефективній роботі двигуна.

**Таблиця 1.2 – Зовнішній тепловий баланс двигунів різних типів у %**

| Тип двигуна | $q_e$ | $q_{охол}$ | $q_г$ | $q_{нз}$ | $q_m$ | $q_{зал}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Поршневий з примусовим запаленням | 22…29 | 20…35 | 30…55 | 0…45 | 3…8 | 3…8 |
| Дизельний без наддуву | 29…42 | 20…35 | 25…40 | 0…5 | 2…4 | 2…7 |
| Комбінований з наддувом: | | | | | | |
| – помірним | 35…45 | 10…25 | 25…45 | 0…5 | 3…7 | 2…7 |
| – високим | 40…48 | 10…18 | 20…40 | 0…7 | 4…8 | 2…5 |

Частка використання палива збільшується при утилізації теплових втрат. У великих суднових і стаціонарних силових установках ентальпію випускних газів частково використовують в котлах утилізації. Ведуться роботи по пошуку економічно обґрунтованих способів утилізації теплоти в ДВЗ меншої потужності.

## 1.7 Вплив різних факторів на тепловий баланс ДВЗ

На розподіл теплоти в двигуні внутрішнього згоряння виявляють вплив такі фактори як частота обертання колінчастого валу, навантаження, склад горючої суміші і кут випередження запалення [2]. Зовнішній тепловий баланс двигунів різних типів був наведений у таблиці 1.2.

### *1.7.1 Частота обертання колінчастого вала*

Зі збільшенням частоти обертання колінчастого вала абсолютні величини всіх складових теплового балансу збільшуються, оскільки в двигун за одиницю часу вводиться більша кількість теплоти.

Зі збільшенням частоти обертання колінчастого вала величина $q_{охол}$ зменшується, оскільки час на тепловіддачу в систему охолодження скорочується. Значення $q_e$ досягають максимуму за частоти обертання колінчастого вала, що відповідають мінімальній питомій витраті палива. Величина $q_г$ збільшується зі зростанням частоти обертання колінчастого вала, оскільки при цьому зростає температура відпрацьованих газів і зменшується повнота згоряння палива. Втрати на неповноту згоряння $q_{нз}$ залишаються майже постійними, що пояснюється майже однаковим складом суміші на всіх діапазонах частоти обертання колінчастого вала.

### *1.7.2 Силове навантаження*

Зі збільшенням навантаження значення $q_e$ зростає до максимуму, коли добуток $\eta_i \cdot \eta_м$ досягає свого найбільшого значення. Подальше зменшення $q_e$ пов'язано зі збагаченням суміші на повних навантаженнях, при цьому зростає частка $q_{нз}$.

Найбільші втрати теплоти в охолоджуюче середовище спостерігаються за холостого руху, оскільки на цьому режимі вся виділена теплота витрачається на здійснення роботи з подолання сил тертя в двигуні і нагрів навколишнього середовища. Зі збільшенням навантаження зростає і $q_г$ в зв'язку з зростанням температури і тепловмісту відпрацьованих газів.

Втрати теплоти в результаті неповноти згорання палива мають місце за малих навантажень, коли вмикається система холостого ходу карбюратора, а також на повних і близьких до них навантаженнях, коли відбувається збагачення суміші економайзером.

### *1.7.3 Кут випередження запалювання*

Найбільше значення $q_e$ відповідає оптимальному значенню кута випередження запалювання. Втрати теплоти в систему охолодження зростають як при ранньому так і при пізньому запалюванню, оскільки згоряння в цих випадках відбувається за невигідних умов. При пізньому запалюванні зростають втрати теплоти з відпрацьованими газами, оскільки догоряння відбувається вже в стадії процесу розширення. На втрати пов'язані з неповнотою згоряння кут випередження запалювання впливу не виявляє, оскільки коефіцієнт надлишку повітря залишається при цьому незмінним.

### *1.7.4 Склад горючої суміші*

За економічного складу суміші, коли коефіцієнт надлишку повітря $\alpha_н$ дорівнює 1,05–1,1, значення $q_е$ досягають максимуму. Втрати $q_{охол}$ зростають за відхилень по обидві сторони значень $\alpha$, рівних 0,8–0,9, що пояснюється збільшенням часу згоряння в обох випадках. Втрати $q_г$ збільшуються з збільшенням коефіцієнта надлишку повітря аналогічно $q_{охол}$ через збільшення температури газів при зменшенні швидкості згоряння. Крім того, за $\alpha > 1$ зростають значення $q_г$ через ріст теплових втрат з надлишковим повітрям, що приймає участь в згорянні.

Схема внутрішнього теплового балансу ДВЗ наведена на рис. 1.9.

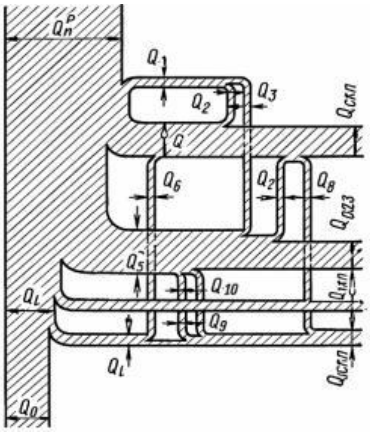



**Рис. 1.9 – Схема внутрішнього теплового балансу двигуна з врахуванням попередніх факторів:**
***$Q_h$* – нижча теплота згоряння; *$Q_i$* – теплота, еквівалентна індикаторній роботі; *$Q_e$* - теплота, еквівалентна ефективній роботі; *$Q_{охол}$* – теплота, віднесена холодоагентом; *$Q_{газ}$* – теплота, віднесена випускними газами за рахунок підвищення ентальпії відпрацьованих газів; *$Q_{нз}$* – теплота, що втрачається від неповноти згоряння; *$q_{зал}$* – залишкова теплота; *$Q_1$* – теплота, що витрачається на підігрів свіжого заряду; *$Q_2$* – теплота, що втрачається на підігрів свіжого заряду холодоагентом; *$Q_3$* – теплота, що втрачається на підігрів свіжого заряду випускними газами; *$Q_4$* – теплота, передана газами до стінок циліндра; *$Q_5$* – теплота, віднесена газами через випускний клапан; *$Q_6$* – теплота від тертя поршнів по дзеркалу циліндра; *$Q_7$* – теплота, віддана від випускних газів до холодагента; *$Q_8$* – теплота, втрачена випромінюванням від охолодної системи; *$Q_9$* – теплота, втрачена випромінюванням випускної системи; *$Q_{10}$* – теплота, що еквівалентна кінетичній енергії випускних газів; *$Q_{11}$* – теплота, що еквівалентна механічним втратам**

## 1.8 Теплова напруженість деталей двигуна

Теплонапруженість деталей двигуна залежить від величини теплового потоку через одиницю площі поверхні чи перетину деталі, її температури, температурного градієнта в стінках і температури поверхонь тертя. Кожний із зазначених параметрів окремо не відбиває теплонапруженості деталі.

Величина теплового потоку залежить від ступеня форсування двигуна, тобто від кількості палива, що спалюється в одиницю об'єму циліндра, і від числа оборотів (частоти підведення теплоти). Тепловий потік, що проходить через різні частини поверхонь деталей двигуна відрізняється, тому температури різних точок деталі неоднакові.

Температура газів у циліндрі циклічно змінюється. Внаслідок цього тепловий потік теж увесь час змінюється. При значному коливанні температури газів у межах одного робочого циклу температура стінки деталі змінюється незначно. У швидкохідних двигунах коливання температури поверхні менше, ніж у тихохідних, внаслідок зменшення часу нагрівання й охолодження деталей. За експериментальними даними в автомобільних двигунах, що працюють при частоті обертання $n$ = 2000 – 4000 об/хв, температура поверхні поршня коливається в межах ± 2 °С від середньої. Заміна менш теплопровідного чавуна на більш теплопровідний – алюміній зменшує коливання температури приблизно в 1,4–1,6 рази.

Температура поверхні, що стикається з охолоджувачем, практично залишається постійною, а розходження температур за товщиною стінки деталі викликає неоднакове її розширення і визначає температурні напруження в ній. При збільшенні теплового потоку середні температури поверхонь деталі зростають. Підвищення температури стінки можливо до рівня, обумовленого властивостями матеріалу, а в тому випадку, якщо поверхня деталі є поверхнею тертя, то умовами збереження змащення.

Визначити кількість теплоти, що проходить через окремі деталі двигуна (поршень, втулку, клапани тощо) з метою визначення їхніх температур і температурних напружень, досить складно. Розмаїтість конструктивних форм деталей і характеру теплообміну між робочим тілом і стінками, далеко не завжди дозволяє врахувати теплові потоки розрахунковим шляхом.

Середня температура поверхні камери згоряння, підрахована за емпіричними залежностями теплообміну від газів до стінки, не характеризує істинної температури, що викликає теплові напруження в деталі. У дійсності деталь руйнується під дією температурних напружень, які викликані місцевим її перегрівом. Для кожного конкретного двигуна найбільше термічно напружені деталі і вузли звичайно виявляються в умовах експлуатації. У цих же умовах аналізом поломок і руйнувань установлюють причини місцевих перегрівів.

Величина теплових потоків, що проходять через деталі двигуна, визначається напруженістю робочого процесу, властивостями матеріалу, товщиною стінок деталі, температурою охолоджувача і швидкістю руху його щодо стінок. Величину теплового потоку через стінки циліндра можна визначити за кількістю теплоти, що відводиться охолоджувачем. За експериментальними даними, частка теплоти, що відводиться з охолоджувачем, для різних двигунів різна і зменшується при збільшенні форсування процесу шляхом підвищення тиску наддуву і збільшенні розмірів циліндра двигуна і складає 0,35–0,10 підведеної теплоти.

Середня величина питомого теплового потоку через стінки циліндра для двигунів різних типів складає 75–300 кВт/м$^2$.

Менші значення відносяться до чотиритактних двигунів без наддуву, а більші – до двотактних форсованих.

Тепловий потік на різних ділянках робочого циліндра неоднаковий. Найбільша кількість теплоти, приблизно до 60 %, відводиться через голівку циліндра і приблизно до 40 % – через стінки циліндрів і інші деталі двигуна. Найбільше теплонапруженими є ті деталі, яким передається найбільша кількість теплоти – голівка циліндра і деталі, інтенсивне охолодження яких ускладнено (поршень і клапани).

Для того щоб понизити теплонапруженість якої-небудь деталі двигуна, варто зменшити підведення теплоти до неї чи забезпечити більш інтенсивне охолодження стінок, що сприймають теплоту.

Зменшення підведення теплоти до стінок досягається:

1) зниженням середньої температури циклу шляхом охолодження повітря після компресора;

2) скороченням часу згоряння палива;

3) застосуванням спеціальних теплозахисних покриттів поверхонь деталей (наприклад, днища поршня).

Інтенсифікація охолодження може бути здійснена:

1) збільшенням активної поверхні охолодження;

2) збільшенням швидкості руху охолоджувача щодо стінки;

3) продувкою камери згоряння, що зменшує температуру внутрішніх поверхонь стінок циліндра;

4) охолодженням поршня.

У неохолоджуваному поршні тепловий потік від його днища спрямований до кілець і спідниці, а далі до стінок циліндра. Лише незначна частина теплоти передається через бобишки поршня пальцю і через нього – тілу шатуна.

Значна кількість теплоти підводиться до клапанів, від яких вона відводиться через стержні до направляючих і сідел. Внаслідок того, що відвід теплоти від клапанів дуже ускладнений, теплонапруженість їх, особливо випускних, дуже велика. Для збільшення тепловідведення застосовують пустотілі клапани, заповнені легкоплавким металом (натрієм).

При нагріванні натрій розплавляється і під час руху клапана переміщується усередині його стержня, переносячи теплоту від голівки клапана до стержня. До ефективних засобів охолодження клапанів відноситься продувка циліндра.

Днище кришки, як і днище поршня, під час роботи двигуна увесь час стикається з робочим тілом. Крім того, через кришку проходить випускний патрубок, що нагрівається випускними газами. У результаті нагрівання днища кришки з'являються температурні напруження, що підсумовуються з напруженнями від підвищення тиску в циліндрі. У випадку товстої стінки днища кришки вигинаючі напруження зменшуються, а температурні збільшуються. Велика частина тріщин, виявлених в аварійних двигунах, з'являється внаслідок спільної дії вигинаючих і температурних напружень. Найбільше часто тріщини утворяться біля перемичок між клапанами, де днище кришки важко охолодити і де встановлюється найбільш висока температура. Вирівнюючи температурне поле днища кришки за допомогою спрямованих потоків охолоджувача, можна знизити температурні напруги.

## 1.9 Теплоємність ідеальних та реальних газів

Відношення кількості теплоти $Q_x$, підведеної або відведеної в процесі, до відповідної зміни температури називається ***теплоємністю тіла*** $C_x$ в цьому процесі, що визначається параметром *x,* Дж/К:

$$C_x = \frac{Q_x}{t_2 - t_1}. \qquad (1.51)$$

Якщо замість *x* записуємо *p*, то маємо теплоємність при постійному тискові, якщо ж замість *x* записуємо *v*, то маємо теплоємність при постійному об'ємі і якщо замість *x* записуємо *n*, тоді маємо теплоємність політропного процесу.

У загальному випадку теплоємність може змінюватись від нуля (в адіабатному процесі) до нескінченності (в ізотермічному процесі). При виконанні теплотехнічних розрахунків використовують питомі теплоємності, тобто теплоємності, віднесені до одиниці кількості речовини.

Теплоємність, віднесену до 1 кг робочого тіла, називають ***масовою*** – $c_x$, Дж/кг·К. Теплоємність віднесену до 1 м$^3$ робочого тіла за нормальних умов, називають ***об'ємною*** – $c'_x$, Дж/м$^3$·К. Нормальні фізичні умови відповідають $P_0 = 760$ мм рт. ст. і температурі $T_0 = 273$ К.

Теплоємність, віднесену до 1 моля робочого тіла, називають ***молярною*** – $c_{\mu x}$, Дж/кмоль·К.

Взаємозв'язок між цими теплоємностями має вигляд:

$$c_x = \frac{c_{\mu x}}{\mu} = c'_x v_0. \tag{1.52}$$

Оскільки кількість теплоти залежить від характеру процесу, тому і теплоємність буде залежати від останнього.

Особливу цікавість являють теплоємності при постійному об'ємі (ізохорні теплоємності) – $c_v, c_{\mu v}, c'_p$, а також теплоємності при постійному тискові (ізобарні теплоємності) – $c_p, c_{\mu v}, c'_p$. Ці теплоємності знаходять широке застосування в теплотехнічних розрахунках.

Розглянемо фізичний зміст масової ізобарної і масової ізохорної теплоємностей.

Підведемо до 1 кг ідеального газу в процесі при постійному об'ємі елементарну кількість теплоти $\delta q_v$, при цьому температура його зміниться на $dT$, а відношення елементарної кількості теплоти до зміни температури 1 кг ідеального газу – це і є масова ізохорна теплоємність:

$$c_v = \frac{\delta q_v}{dT}. \tag{1.53}$$

Оскільки в ізохорному процесі для ідеального газу вся теплота, що підводиться, витрачається на зміну його внутрішньої енергії, то вираз (1.53) можна записати у вигляді:

$$c_v = \frac{du}{dT}. \tag{1.54}$$

У термодинаміці прийнято читати цей вираз таким чином: «Масова ізохорна теплоємність дорівнює зміні внутрішньої енергії 1 кг ідеального газу в процесі при постійному об'ємі і зміні температури на 1 К». Це і є фізичний зміст масової ізохорної теплоємності.

Підведемо до 1 кг ідеального газу в процесі при постійному тискові елементарну кількість теплоти $\delta q_p$, при цьому його температура зміниться на $dT$, а відношення елементарної кількості теплоти до зміни температури 1 кг ідеального газу – це і є масова ізобарна теплоємність:

$$c_p = \frac{\delta q_p}{dT}. \tag{1.55}$$

Таким чином, масова ізобарна теплоємність чисельно дорівнює кількості теплоти, при підведенні якої до 1 кг ідеального газу в процесі при постійному тискові його температура змінюється на 1 К.

Чисельник у виразі (1.55) запишемо згідно з першим законом термодинаміки:

$$c_p = \frac{du}{dT} + \frac{pd\nu}{dT}. \tag{1.56}$$

Згідно з (1.54):

$$\frac{du}{dT} = c_v.$$

Другий член рівняння (1.50) запишемо, виконавши ряд перетворень.

Рівняння Клапейрона для 1 кг ідеального газу має вигляд:

$$pv = RT, \tag{1.57}$$

де $R$ – питома газова стала.

Продиференціюємо це рівняння для ізобарного процесу:

$$pdv = RdT. \tag{1.58}$$

Звідси

$$R = \frac{pdv}{dT}.$$

Підставимо значення $R$ в рівняння (1.50) й отримаємо:

$$c_p - c_v = R. \tag{1.59}$$

Це є рівняння Майєра.

Фізичний зміст цього рівняння явно видно з виразу (1.56).

Рівняння Майєра є окремим випадком першого закону термодинаміки стосовно одиниці кількості речовини в ізобарному процесі нагрівання при зміні температури на 1 К. З рівняння Майєра видно, що $c_p > c_v$.

Це можна пояснити тим, що в процесі при постійному об’ємі робота не виконується і вся теплота витрачається на зміну внутрішньої енергії газу, яка залежить від температури. У процесі при постійному тискові теплота витрачається не тільки на зміну внутрішньої енергії (температури), але і на виконання роботи.

Таким чином, зміна температури в процесі при $p$ = const буде меншою, ніж зміна температури при $v$ = const і $c_p > c_v$.

Для 1 моля ідеального газу рівняння Майєра має вигляд:

$$c_{\mu p} - c_{\mu v} = R_{\mu}, \tag{1.60}$$

де $R_{\mu}$ – універсальна газова стала:

$$R_{\mu} = 8314 \text{ Дж/Кмоль·К}.$$

Для реальних газів:

$$c_p - c_v > R. \tag{1.61}$$

Це пояснюється тим, що при $p$ = const виконується зовнішня і внутрішня робота проти сил зчеплення між молекулами. У теплотехнічних розрахунках часто використовують співвідношення $\frac{c_p}{c_v}$, що носить назву – показник адіабати $k$.

Класична молекулярно-кінетична теорія теплоємності встановлює значення теплоємностей тільки залежно від атомності газів (степенів вільності) і не враховує залежності теплоємності від температури.

Постійні значення молярних теплоємностей, що не залежать від температури, – табульовані (табл. 1.3).

**Таблиця 1.3 – Молярні теплоємності ідеальних газів згідно молекулярно-кінетичної теорії за постійного тиску $c_{\mu p}$ і постійного об'єму $c_{\mu v}$**

| Атомність газу | Молярна теплоємність, кДж/(кмоль·К) | | Показник адіабати, к |
|---|---|---|---|
| | $c_{\mu p}$ | $c_{\mu v}$ | |
| Одноатомний | 20,8 | 12,5 | 1,67 |
| Двоатомний | 29,1 | 20,8 | 1,40 |
| Три- і багатоатомний | 37,7 | 29,3 | 1,29 |

Квантова теорія теплоємності, що враховує енергію коливань атомів всередині молекул, встановлює залежність теплоємності від температури у вигляді співвідношення:

$$c_x = a + bt + dt^2 + ..., \tag{1.62}$$

де $a$, $b$, $d$ – сталі коефіцієнти.

Графічно ця залежність показана на рис. 1.10.

Ця залежність показує, що для зміни температури на 1 К на різних ділянках процесу витрачається різна кількість теплоти; $c_{x1}$ і $c_{x2}$ – істині теплоємності відповідно при температурах $t_1$ та $t_2$.

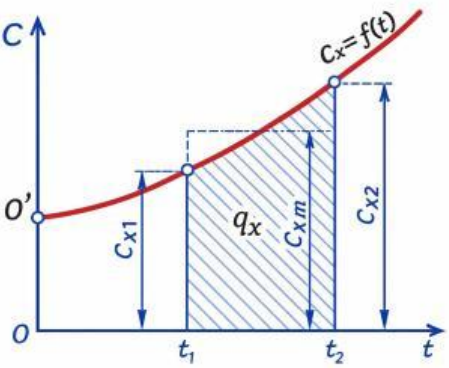



**Рис. 1.10 – Залежність теплоємності від температури**

Молярні теплоємності (при $p$ = 1,01325×10$^5$ Па і $T$ = 273,15 К) деяких газів наведені в таблиці 1.4. Там само приведені значення показників адіабати.

**Таблиця 1.4 – Молярні теплоємності газів в ідеальному стані**

| Газ і його хімічна формула | $c_{\mu p}$, кДж/(кмоль·К) | $c_{\mu v}$, кДж/(кмоль·К) | $k = c_{\mu p} / c_{\mu v}$ |
|---|---|---|---|
| Гелій He | 20,93 | 12,60 | 1,66 |
| Водень $H_2$ | 28,62 | 20,3 | 1,41 |
| Азот $N_2$ | 29,12 | 20,8 | 1,40 |
| Оксид вуглецю CO | 29,12 | 20,81 | 1,40 |
| Кисень $O_2$ | 29,27 | 20,96 | 1,397 |
| Повітря | 29,07 | 20,76 | 1,401 |
| Діоксид вуглецю $CO_2$ | 35,86 | 27,545 | 1,302 |
| Аміак $NH_3$ | 35,0 | 26,67 | 1,313 |
| Метан $CH_4$ | 34,74 | 26,42 | 1,315 |

***Істинною теплоємністю*** називають відношення елементарної кількості теплоти, що підводиться до термодинамічної системи в будь-якому процесі до нескінченно малої різниці температур:

$$c_x = \frac{\delta q_x}{dt}. \tag{1.63}$$

Виходячи з поняття істинної теплоємності можна отримати вирази для визначення кількості теплоти в процесі:

$$\delta q_x = c_x dt, \tag{1.64}$$

або

$$q_x = \int_{t_1}^{t_2} c_x dt. \tag{1.65}$$

Ця кількість теплоти витрачається в середньому на збільшення температури на 1 К в інтервалі зміни температур від $t_1$ до $t_2$.

Відношення кількості теплоти $q_x$, підведеної або відведеної в процесі, до відповідної зміни температури $\Delta t = t_1 - t_2$ називається середньою теплоємністю в цьому процесі, що визначається параметром $x$:

$$c_{xm}\Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{q_x}{\Delta t} = \frac{q_x}{\Delta T}. \tag{1.66}$$

Індекс $m$ означає medium – «середній».

Підставивши у вираз (1.60) значення $q_x$ з формули (1.59), отримаємо взаємозв'язок середньої та істинної теплоємностей:

$$c_{xm}\Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} c_x dt}{\Delta t}. \tag{1.67}$$

Чисельні значення теплоємностей використовують для визначення кількості теплоти в процесах і калоричних параметрів. Кількість теплоти в процесі визначається через середні теплоємності за формулою:

$$q_x = c_{xm}\Big|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_{xm}\Big|_0^{t_1} \cdot t_1. \tag{1.68}$$

Значення середніх теплоємностей $c_{xm}$ для різних газів, що залежить лише від однієї температури, – табульовані.

Залежно від того, в яких одиницях вимірюється кількість речовини. Що бере участь в процесі у виразі (1.62) необхідно прийняти відповідну теплоємність (масову $c_{xm}$, Дж/(кг·К) або об'ємну, $c'_{xm}$, Дж/(м$^3$·К).

Якщо в процесі приймає участь $m$ кг або $V$, м$^3$ (при нормальних умовах) газу, то:

$$Q_x = m(c_{xm}\Big|_0^{t_2} \cdot t_2 - c_{xm}\Big|_0^{t_1} \cdot t_1) = V(c'_{xm}\Big|_0^{t_2} \cdot t_2 - c'_{xm}\Big|_0^{t_1} \cdot t_1). \tag{1.69}$$

У таблиці 1.5 приведена класифікація різних видів теплоємностей в залежності від одиниць кількості речовини (масові, об'ємні, молярні), температури (істині і середні) і процесу (ізохорні і ізобарні).

**Таблиця 1.5 – Класифікація різних видів теплоємностей**

| Теплоємність | Масова, кДж/(кг·К) | | Об'ємна, кДж/(м$^3$·К) | | Молярна, кДж/(кмоль·К) | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | істинна | середня | істинна | середня | істинна | середня |
| Ізохорна | $c_v$ | $c_{vm}$ | $c'_v$ | $c'_{vm}$ | $c_{\mu v}$ | $c_{\mu vm}$ |
| Ізобарна | $c_p$ | $c_{pm}$ | $c'_p$ | $c'_{pm}$ | $c_{\mu p}$ | $c_{\mu pm}$ |

При розрахунках теплових установок приходиться мати справу із газовими сумішами, а в таблицях подаються теплоємності тільки для окремих ідеальних газів, тому необхідно знати, як розраховується теплоємність суміші.

## 1.10 Газові суміші

Опис стану ідеальних газових сумішей відрізняється від опису ідеального газу. Для опису стану ідеального газу достатньо знати два параметри, а для опису стану суміші газів крім цього необхідно знати ще й її склад, який може бути заданий трьома способами: масовими, об'ємними або мольними частками компонентів.

Під ***масовою часткою*** $g_i$ розуміють відношення маси компонента $m_i$ до маси суміші $m_{сум}$:

$$g_i = \frac{m_1}{m_{сум}}; g_2 = \frac{m_2}{m_{сум}}; ...; g_n = \frac{m_n}{m_{сум}}.$$

При цьому буде справедливе наступне співвідношення:

$$g_1 + g_2 + ... + g_m = \sum_{i=1}^{n} g_1 = 1. \qquad (1.70)$$

Сума мас складових суміші: $m_1 + m_2 + \ldots + m_n = m_{сум.}$

Масові частки, як правило, задають у відсотках.

В ідеально газовій суміші компонент знаходиться під сумарним тиском суміші $p_{сум}$ і займає певний об'єм, але якби знаходився під парціальним тиском $p_i$, то його об'єм становив би у такому випадку $V_i$. Цей об'єм, який займає компонент суміші при температурі і тиску суміші, називають ***парціальним об'ємом***, або ***приведеним об'ємом***.

Відношення парціального об'єму $V_i$ компонента до об'єму суміші $V_{сум}$ називають ***об'ємною часткою*** і визначають через наступний вираз:

$$r_1 = \frac{V_1}{V_{сум}}; r_2 = \frac{V_2}{V_{сум}}; ...; r_n = \frac{V_n}{V_{сум}}.$$

Тоді:

$$V_1 + V_2 + ... + V_n = \sum_i^n V_i = V_{сум}, \; r_1 + r_2 + ... r_n = 1. \qquad (1.71)$$

Вираз (1.65) – математична форма запису ***закону Амага***, аналогічного закону Дальтона відносно об'єму суміші, і за яким припускається адитивність парціальних об'ємів, тобто, загальний об'єм суміші рівний сумі індивідуальних об'ємів $V_i$.

Виходячи із визначення парціального об'єму, за законом Бойля–Маріотта для кожного компонента можна записати: $p_i V_{сум} = m_i R_i T_{сум}$ та $p_{сум} V_i = m_i R_i T_{сум}$ звідки $p_i V_{сум} = p_{сум} V_i$ і тоді:

$$\frac{p_1}{p_{сум}} = \frac{V_1}{V_{сум}} = r_1; \; \frac{p_2}{p_{сум}} = \frac{V_2}{V_{сум}} = r_2; \; ...; \; \frac{p_n}{p_{сум}} = \frac{V_n}{V_{сум}} = r_n.$$

Звідси:

$$p_1 = r_1 p_{сум}; \; p_2 = r_2 p_{сум}; ...; p_n = r_n p_{сум}; \qquad (1.72)$$

Парціальний тиск кожного компонента дорівнює добутку загального тиску суміші на її об'ємну частку. Рівняння (1.10), як правило, використовують при технічних розрахунках і випробуванні теплових установок. Об'ємні частки компонентів визначають спеціальними приладами – газоаналізаторами. Іноді буває зручно задати склад суміші мольними (молярними) частками.

***Мольною*** (***молярною***) ***часткою*** $x_i$ називають відношення кількості молів компонента $\nu_i$ до кількості молів суміші газів $\nu_{сум}$. Молярну частку можна звести до об'ємної. Дійсно,

$$x_i = \frac{\nu_i}{\nu_{сум}} = \frac{m_i \mu_{сум}}{\mu_i m_{сум}} = \frac{\rho_i V_i \mu_{сум}}{\mu_i \rho_{сум} V_{сум}}. \qquad (1.73)$$

де $\rho_i$ і $\rho_{сум}$ – густина $i$-го компонента і газової суміші, відповідно; $\mu_{сум}$ – уявна молярна маса, яку мав би умовно однорідний газ, у якого кількість молів та маса дорівнюють кількості молів і масі суміші:

$$\mu_{сум} = \frac{m_{сум}}{\nu_{сум}}. \tag{1.74}$$

Враховуючи, що $\rho_i/\rho_{сум} = \mu_i/\mu_{сум}$ вираз (1.11) після спрощення набуде вигляду:

$$x_i = \frac{V_i}{V_{сум}} = r_i. \tag{1.75}$$

Таким чином, для ідеально-газової суміші об'ємна частка дорівнює його мольній (молярній) частці.

Знайдемо співвідношення між масовими і об'ємними частками, для чого використаємо закон Авогадро та рівняння Менделєєва–Клапейрона:

$$g_i = \frac{m_i}{m_{сум}} = \frac{p_i V_i}{p_{сум} V_{сум}} = \frac{p_i}{p_{сум}} r_i = \frac{\mu_i}{\mu_{сум}} r_i = \frac{R_{сум}}{R_i} r_i. \tag{1.76}$$

$$r_i = \frac{g_i R_i}{R_{сум}} = \frac{g_i \mu_{сум}}{\mu_i} = \frac{g_i \rho_{сум}}{\rho_i}. \tag{1.77}$$

де $R_{сум}$ – газова стала суміші.

Розглянемо ще деякі, крім способів задання, параметри, що характеризують газові суміші. До них відносять такі характеристики, як ***уявна молярна маса*** та ***газова стала суміші***.

Поняття уявної (або середньої) молярної маси суміші дає можливість розглядати суміш як деякий «новий» ідеальний однорідний газ, що суттєво спрощує розрахунки. Знайдемо вирази для визначення уявної молярної маси.

З визначення молярної маси $\mu_i = m_i/\nu_i$ знайдемо, що $\nu_i = m_i/\mu_i$ і тоді:

$$\sum_{i=1}^{n} \nu_1 = \nu_{сум} = \sum_{i=1}^{n} \frac{m_i}{\mu_1}. \tag{1.78}$$

Підставляючи (1.78) у (1.74), отримаємо:

$$\mu_{сум} = \frac{m_{сум}}{\sum_{i=1}^{n} \frac{m_i}{\mu_1}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n} \frac{g_i}{\mu_1}}. \tag{1.79}$$

Останнє рівняння можна переписати у наступному вигляді:

$$\mu_{сум} = \frac{1}{\frac{g_1}{\mu_1} + \frac{g_2}{\mu_2} + ... + \frac{g_n}{\mu_n}} = \\ = \frac{1}{g_1 \frac{R_1}{R_\mu} + g_2 \frac{R_2}{R_\mu} + ... + g_n \frac{R_n}{R_\mu}} = \frac{R_\mu}{\sum_{i=1}^{n} g_i R_i}. \quad (1.80)$$

Якщо суміш задана об'ємними частками, то можна записати:

$$\mu_{сум} = r_1\mu_1 + r_2\mu_2 + ... + r_n\mu_n = \sum_{i=1}^{n} r_i\mu_i. \quad (1.81)$$

Знайшовши уявну молярну масу, знайдемо газову сталу суміші зі співвідношення:

$$R_{сум} = \frac{R_\mu}{\mu_{сум}} = R_\mu \left( \frac{g_1}{\mu_1} + \frac{g_2}{\mu_2} + ... + \frac{g_n}{\mu_n} \right) = R_\mu \sum_{i=1}^{n} \frac{g_i}{\mu_i} = \\ = 8134 \sum_{i=1}^{n} \frac{g_i}{\mu_i} = 8314 \sum_{i=1}^{n} \frac{g_i R_i}{R_\mu} = \sum_{i=1}^{n} g_i R_i. \quad (1.82)$$

Газову сталу суміші можна визначити за відомою уявною молекулярною масою суміші за формулою:

$$R_{сум} = \frac{8314,2}{\mu_{сум}}. \quad (1.83)$$

Визначимо $\mu_{сум}$ та $R_{сум}$ для випадку, коли суміш задана об'ємними частками. Оскільки $\mu_{сум} v_{сум} = \sum_{i=1}^{n} \mu_i v_i$, то:

$$\mu_{сум} = \sum_{i=1}^{n} \mu_i \frac{v_i}{v_{сум}} = \sum_{i=1}^{n} \mu_i r_i = R_\mu \sum_{i=1}^{n} \frac{r_i}{R_i}. \quad (1.84)$$

Середня молекулярна маса суміші дорівнює сумі добутків об'ємних часток на молекулярні маси окремих компонентів суміші. Тоді газова стала суміші:

$$R_{сум} = \frac{R_{\mu}}{\sum_{i=1}^{n} \mu_i r_i} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n} \frac{r_i}{R_i}}. \quad (1.85)$$

Рівняння стану для кожного компонента суміші:

$$p_1 V_{сум} = m_1 R_1 T_{сум}\ ;\ p_2 V_{сум} = m_2 R_2 T_{сум}\ ;\ ...;\ p_n V_{сум} = m_n R_n T_{сум}\ .$$

Для всієї суміші останнє рівняння прийме наступний вигляд:

$$\sum_{i=1}^{n} p_i V_{сум} = \sum_{i=1}^{n} m_i R_i T_{сум}\ . \quad (1.86)$$

Враховуючи закон Дальтона, рівняння (1.86) набуде вигляду:

$$p_{сум} \cdot V_{сум} = m_{сум} \cdot T_{сум} \cdot \sum_{i=1}^{n} g_i R_i = m_{сум} \cdot T_{сум} \cdot R_{сум}\ . \quad (1.87)$$

Уявна молярна маса $\mu_{сум}$ або питома газова постійна суміші $R_{сум}$, може розглядатись як «ідентифікатор» суміші, оскільки будь-яка із цих величин дозволяє відрізнити одну суміш від іншої.

Однією з характеристик газової суміші є ***густина***, яка залежно від способу задання має наступний вигляд:

$$\rho_{сум} = \sum_{i=n}^{n} r_i \rho_i = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n} \frac{g_i}{\rho_i}}. \quad (1.88)$$

Теплоємність газової суміші обраховується за її складом і теплоємністю окремих газів, які входять в задану газову суміш. Суміш може бути задана масовим, об'ємним та молярним складом. Нехай вона задана масовим складом, тоді її маса:

$$m = \sum_{i=1}^{n} m_i,$$

де $m_i$ – маса $i$-го компонента, який входить в суміш.

Очевидно, що для збільшення температури газової суміші на $\Delta t$, необхідно збільшити температуру на $\Delta t$ кожного газу цієї суміші. При цьому на нагрів кожного газу суміші необхідно затратити кількість теплоти:

$$q_i = m_i \cdot c_i \cdot \Delta t,$$

де $c_i$ – масова теплоємність $i$-го газу суміші.

Теплоємність газової суміші визначається з рівняння теплового балансу:

$$m \cdot c_{сум} \cdot \Delta t = \sum m_i \cdot c_i \cdot \Delta t,$$

де $c_{сум}$ – теплоємність газової суміші.

Розділивши ліву та праву частину рівняння на $m \cdot \Delta t$, одержимо:

$$c_{сум} = \sum_{i=1}^{n} g_i \cdot c_i, \qquad (1.89)$$

де $g_i$ – масова частина $i$-го газу, який входить в суміш.

З цього виразу випливає, що теплоємність суміші газів, заданої масовими частинами (масова теплоємність суміші) дорівнює сумі добутків масових часток на масову теплоємність кожного газу.

За допомогою аналогічних міркувань, можна знайти подібні за структурою вирази для визначення об'ємної та мольної теплоємності газової суміші.

## Контрольні питання

1. Наведіть опис циклу Карно?
2. Запишіть термічний коефіцієнт корисної дії циклу Карно.
3. Який двигун називають двигуном внутрішнього згорання?
4. На які групи поділяють поршневі двигуни внутрішнього згорання?
5. Дайте визначення основним характеристикам циклів ДВЗ.
6. Наведіть опис індикаторної діаграми двигуна з швидким згоранням палива за постійного об'єму.
7. Наведіть опис ідеального термодинамічного циклу з підведенням теплоти за постійного об'єму, виведіть формулу для термічного к.к.д. і дайте його аналіз.
8. Як здійснюється робочий процес у ДВЗ з швидким згоранням палива за постійного об'єму, яке паливо застосовують і чому неможливо застосовувати високі ступені стиску?

9. Наведіть опис циклу ДВЗ з підведенням теплоти при $p$ = const і порівняйте його з циклом у якому підводиться теплота при $v$ = const.

10. Як здійснюється робочий процес в ДВЗ з поступовим згорянням палива при $p$ = const і які способи подачі палива застосовують?

11. Наведіть опис ідеального циклу ДВЗ з підведенням теплоти при $p$ = const, виведіть формулу термічного к.к.д., зобразіть цикл на $T$–$s$-діаграмі і дайте аналіз к.к.д. цього циклу.

12. Чим викликано створення ДВЗ з змішаним згорянням палива?

13. Наведіть опис ідеального циклу ДВЗ з змішаним підведенням теплоти виведіть формулу термічного к.к.д., зобразіть цикл на $T$–$s$-діаграмі і дайте аналіз к.к.д. цього циклу.

14. Порівняйте цикли, які проходять з підведенням теплоти при постійному $v$ = const і при $p$ = const при різних ступенях стискування і однакових максимальних температурах, використовуючи метод порівнювання площин і метод середньо інтегральних температур.

15. Які ви знаєте основні характеристики двигунів внутрішнього згорання і в чому поляє їх зміст?

16. Наведіть рівняння для опису зовнішнього теплового балансу ДВЗ.

17. Які фактори і яким чином вони впливають на тепловий баланс двигуна внутрішнього згорання?

18. Від яких параметрів залежить теплонапруженість основних деталей та вузлів ДВЗ?

19. Що називають теплоємністю тіла?

20. Сформулюйте фізичний зміст масової, об’ємної та мольної теплоємності газу.

21. Сформулюйте фізичний зміст масової ізохорної та масової ізобарної теплоємності газу.

22. Сформулюйте фізичний зміст рівняння Майєра.

23. Поясніть геометричне трактування масової ізохорної і масової ізобарної теплоємності.

24. У чому полягає фізичний зміст середньої та істинної теплоємності?

25. Як визначити теплоємність суміші ідеальних газів?

# РОЗДІЛ 2

# ОСНОВИ ТЕОРІЇ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ В ДВИГУНАХ ВНУТРІШНЬОГО ЗГОРЯННЯ

Розглянемо основні положення теплопровідності оскільки саме цей процес найбільш суттєво впливає на теплонапруженість деталей двигунів. Інші способи теплообміну (конвекція і теплове випромінювання) будемо розглядати тоді, коли це необхідно для повноти висвітлення досліджуваних процесів.

Будь-яке реальне (тобто необоротне) перетворення енергії пов'язане з її переходом у теплоту (повністю або частково). Перший закон термодинаміки показує, яка частина теплоти витрачається на виконання роботи, а яка – на зміну внутрішньої енергії системи і визначає енергетичний баланс та відповідає на питання «Яку кількість теплоти виділено (поглинуто) в процесі перетворення енергії?» Другий закон стверджує, що в нерівномірно нагрітій системі теплота самочинно передається від більш нагрітої області до менш нагрітої, тобто відповідає на питання: «В якому напрямі відбувається передача теплоти?». Ці два закони мають важливе значення, однак не вирішують задачу, пов'язану з самочинним необоротним теплопереносом у просторі, де температура розподілена нерівномірно. В термодинаміці свідомо не використовується реальний час, а процес передачі енергії є квазістатичним, тобто дуже повільний.

Теплопередача – складний фізичний процес, який визначає форма і розмір термодинамічної системи, розподіл температури в ній та в навколишньому середовищі, теплофізичні властивості речовин. Процеси теплопередачі є виключно важливі у природі та техніці. Вони за своєю природою різноманітні, вирізняються складністю і, як правило, мають свій розвиток у вигляді цілого комплексу різнорідних явищ, від яких залежить як температурний режим навколишнього середовища, так і окремих складових термодинамічних систем.

## 2.1 Предмет і основні задачі теорії. Види перенесення теплоти, основні визначення

***Теплопередача***, а точніше теорія тепло- і масообміну – наука, яка вивчає процеси поширення теплоти (маси, оскільки виявлена явна аналогія таких процесів) в просторі.

Основи аналітичної теорії теплопровідності були закладені бароном Жан Батіст Жозефом Фур'є, префектом м. Осера, ще у 1807 р., за що він був удостоєний у 1811 р. премії Французької академії наук. До середини XIX ст. були сформульовані основи теорії подібності, а в 1915 р. вона була вперше використана Вільгельмом Нуссельтом для дослідження процесів теплообміну. Дещо раніше англієць Осборн Рейнольдс використав її при вивченні гідродинамічних процесів, озвучивши ідею про аналогію окремих теплових та гідродинамічних явищ.

Як самостійна наука вона виокремилась на початку XX ст. і особливо бурхливо розвивалась в 30–50-ті роки цього століття. При цьому необхідно відмітити досить вагомий внесок в її розвиток, який зробили вітчизняні вчені В. І. Кірпічов, М. О. Міхєєв, С. С. Кутателадзе, Г. Н. Кружилін, О. В. Ликов, О. А. Гухман, О. В. Нестеренко та інші.

Закономірності переносу теплоти в твердих, рідинних і газоподібних тілах і кількісні характеристики цього процесу є предметом теорії теплопередачі. З методичної точки зору розрізняють три основні (елементарні) способи перенесення теплоти: ***теплопровідність***, ***конвекція***, ***теплове випромінювання*** (рис. 2.1).

**Рис. 2.1 – Основні механізми перенесення теплоти**

Різноманітні поєднання цих елементарних механізмів і створюють розмаїття конкретних процесів теплообміну, яке ми зустрічаємо на практиці. Процес передачі теплоти ***теплопровідністю*** відбувається між безпосередньо дотичними поверхнями або частинками тіл (атомами, молекулами, вільними електронами) з різною температурою і представляє собою молекулярний процес передачі теплоти. Перенесення теплоти теплопровідністю залежить від фізичних властивостей тіла, його геометричних розмірів, а також від різниці температур між різними частинами тіла. При нагріванні тіла кінетична енергія його молекул зростає і частинки більш нагрітої області тіла, співударяючись із сусідніми молекулами, передають їм частину своєї кінетичної енергії.

***Конвекція*** – процес поширення теплоти, здійснюваний рухом (при переміщенні) значних мас рідини, газу, сипучих тіл. У рідинах і газах процес перенесення теплоти конвекцією завжди супроводжується теплопровідністю, оскільки при цьому здійснюється і безпосередній контакт частинок з різною температурою. Одночасне перенесення теплоти конвекцією і теплопровідністю називається ***конвективним теплообміном***. Він може бути вільним і вимушеним. Якщо рух робочого тіла здійснюється за рахунок різниці температур (різниці густин), то такий конвективний теплообмін називають вільним. Якщо рух робочого тіла викликаний штучно (вентилятор, змішувач), то теплообмін вимушений.

***Теплове випромінювання*** – процес передачі теплоти від одного тіла до іншого, через проміжне, прозоре для теплового випромінювання середовище з допомогою електромагнітних хвиль. Випромінювання, на відміну від теплопровідності і конвективного теплообміну не вимагає, щоб тіла дотикались або були розділені матеріальним середовищем, теплообмін випромінюванням відбувається і у вакуумі.

Конвективний теплообмін між твердою поверхнею і рідиною або газом називається ***тепловіддачею***. Тепловіддача може супроводжуватись тепловим випромінюванням. У цьому випадку схема теплообміну здійснюється сукупністю процесів теплопровідності, конвекції і теплового випромінювання, що відбуваються одночасно.

Тепловіддача – явище складне. В тонкому шарі, який безпосередньо дотикається з поверхнею тіла, теплота передається теплопровідністю. В шарах, які достатньо віддалені від поверхні, відбувається конвективний теплообмін. Інтенсивність тепловіддачі залежить від багатьох факторів і в основному від властивостей і особливостей течії теплоносія.

Перенесення теплоти від одного рідкого або газоподібного середовища в інше, таке саме середовище, через розділяючу їх стінку чи перегородку називають ***теплопередачею***. Зрозуміло, що теплопередача – це ще більш складний процес. Він включає дві тепловіддачі (з обох сторін стінки) і теплопровідність через стінку.

Теплообмін в рідинних і газоподібних сумішах супроводжується переносом однієї речовини в іншу, тобто ***масообміном***. Якщо теплообмін характеризується вирівнюванням температури, то масообмін виявляється в установленні рівноважної концентрації речовини. Сумісне, одночасне виконання процесів тепло- та масообміну називається ***тепломасообміном***.

Теплообмін зумовлений спільним перенесенням теплоти теплопровідністю, конвекцією і випромінюванням називають ***складним теплообміном***. У цьому випадку складний процес теплообміну здійснюється сукупністю одночасно виконуваними процесами теплопровідності, конвекції і теплового випромінювання, хоча досить часто одним або навіть двома способами нехтують з урахуванням їх відносно невеликого вкладу в сумарне теплоперенесення.

## 2.2 Теплопровідність. Основні поняття та терміни

Теплопровідність визначається тепловим рухом мікрочастинок. У теорії теплопровідності не вивчається мікроскопічний механізм перенесення теплоти і тіло розглядається як суцільне. Процес передачі теплоти теплопровідністю в твердому тілі супроводжується зміною температури, як в просторі, так і в часі:

$$T = f(x, y, z, \tau), \tag{2.1}$$

де $x, y, z$ – координати точки; $\tau$ – час.

Розподіл температури у теплопровідному середовищі характеризує, так зване, ***температурне поле***. М. Фарадей, який вперше запропонував цю назву, розумів, що поле температури не є еквівалентним гравітаційному полю чи електромагнітному. Мова іде про сукупність миттєвих значень температури в цей момент часу в усіх точках досліджуваного тіла чи середовища.

Якщо температура тіла є функцією координат і часу, то температурне поле буде нестаціонарним, тобто залежним від часу, а тепловий режим несталим. Це записується наступним виразом, яке називають ***рівнянням поля температури***:

$$T = f(x, y, z, \tau), \quad \frac{\partial t}{\partial \tau} \neq 0. \tag{2.2}$$

Несталий режим може бути однозначним, якщо тіло весь час нагрівається або охолоджується, і коливальним, якщо періоди нагріву і охолодження тіла чергуються.

Якщо температура тіла є функцією тільки координат і не змінюється в часі, то температурне поле тіла буде ***стаціонарним***:

$$T = f(x, y, z), \frac{dt}{dT} = 0. \tag{2.3}$$

Якщо температурне поле є функцією тільки двох координат, то воно називається ***двомірним***, а якщо функцією тільки однієї координати – ***одномірним***. Найбільш простий вигляд має рівняння одномірного стаціонарного температурного поля:

$$T = f(x); \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0, \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0. \tag{2.4}$$

Якщо з'єднати всі точки тіла з однаковою температурою, то одержимо поверхню рівних температур, яка називається ***ізотермічною***. Оскільки в цій точці тіла в цей момент часу можливе тільки одне значення температури, то ізотермічні поверхні не перетинаються, вони або замикаються самі на себе, або закінчуються на межі тіла. Перетин ізотермічних поверхонь площиною дає на цій площині родину ізотерм (рис. 2.2).

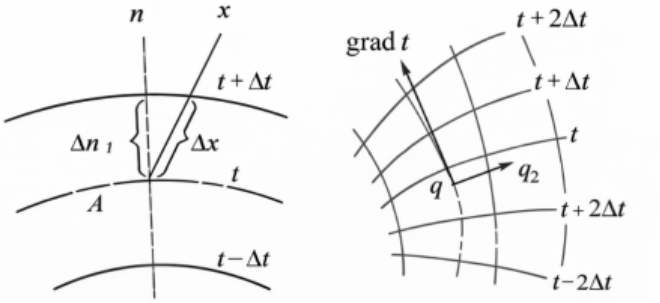



**Рис. 2.2 – Розташування векторів градієнта температури та ліній теплового потоку**

При переміщенні з будь-якої точки $A$ інтенсивність зміни температури за різними напрямами неоднакова. Найбільшу температурну різницю на одиницю довжини будемо спостерігати в напрямі нормалі до ізотермічної поверхні.

Зростання температури в напрямку нормалі до ізотермічної поверхні характеризується ***градієнтом температури*** – вектором, направленим по нормалі до ізотермічної поверхні, у бік зростання температури і чисельно рівним похідній від температури по цьому напрямку, тобто:

$$\text{grad}\, t = \vec{n}_0 \frac{\partial t}{\partial n}, \tag{2.5}$$

де $\vec{n}_0$ – одиничний вектор, нормальний до ізотермічної поверхні і направлений у бік зростання температури;

$\partial t / \partial n$ – похідна від температури по нормалі $n$.

Значення градієнта температури $\partial t / \partial n$ неоднакове для різних точок ізотермічної поверхні. Воно більше там, де відстань $\Delta n$ між ізотермічними поверхнями менша. Скалярну величину градієнта температури $\partial t / \partial n$ окремі автори називають ***температурним градієнтом***.

Похідна $\partial t / \partial n$ в напрямку зменшення температури від'ємна. Проєкції вектора grad$t$ на координатні осі $Ox$, $Oy$, $Oz$ дорівнюють:

$$(\text{grad}\, t)_x = \frac{\partial t}{\partial n}\cos(n,\hat{}\, x) = \frac{\partial t}{\partial n}; \tag{2.6}$$

$$(\text{grad}\, t)_y = \frac{\partial t}{\partial n}\cos(n,\hat{}\, y) = \frac{\partial t}{\partial y}; \tag{2.7}$$

$$(\text{grad}\, t)_z = \frac{\partial t}{\partial n}\cos(n,\hat{}\, z) = \frac{\partial t}{\partial z}. \tag{2.8}$$

Одиниця виміру градієнта температури у системі СІ – град/м. З фізичної точки зору градієнт температури характеризує інтенсивність зміни температури. Необхідною умовою поширення теплоти є нерівномірність розподілу температури в досліджуваному середовищі, тобто необхідна відмінність від нуля температурного градієнта в різних точках тіла.

Розглянемо кількісні характеристики процесу перенесення теплоти, до яких відносять наступні величини:

***1) густина теплового потоку*** – кількість теплоти, яка передається за одиницю часу через одиницю площі поверхні. Одиницею її виміру є ват на квадратний метр, позначається буквою $q$. Необхідно звернути увагу, що так само в термодинаміці назначають і іншу величину – питому кількість теплоти, тобто віднесену до одиниці маси робочого тіла.

Розглянемо до прикладу, хто має більшу густину теплового потоку: чоловіки чи жінки.

Топографія теплового потоку в чоловіків і жінок різна.

Встановлено, що при температурі повітря 22 °С в процесі охолодження (кімнатний одяг, стан спокою) в чоловіків $q_ч = 53\pm1.4$ Вт/м$^2$, а у жінок $q_{ж} = 64\pm3.3$ Вт/м$^2$. Відмінності в передачі теплоти між жінками і чоловіками можна пояснити анатомічними особливостями організму та функціонуванням кровоносної системи. Гормони жінки, менший розмір тіла і повільніший процес травлення – ті фактори, які сприяють швидкій втраті теплоти. Жінки також мають менше теплогенеруючої м`язової маси. Більше того, жінки потребують більшої кількості теплоти у тілі через репродуктивну функцію – щоб зберігати його для плоду.

Відчуття теплоти пов`язане з поліпшенням кровотоку. Кардіонавантаження збільшують кількість капілярів в організмі і поліпшують кровообіг в цілому. Активний спосіб життя, заняття спортом з раннього віку поліпшить систему кровопостачання в організмі. Коли нам холодно наше тіло спалює більше калорій. Більше не означає краще, коли говорити про тренування. Гадаєте, що три години бігу краще, ніж 30 хв? А от і ні, кажуть учені. Після помірного тренування людина входить у фазу

плато, під час якої спалює більше калорій. Дослідники встановили, що люди з помірною фізичною активністю за день спалюють на 200 калорій більше, за тих що веде сидячий спосіб життя. Вчені встановили, що виконуючи вправи протягом півгодини Ви отримаєте всю користь, а ті 2 % користі, що не отримаєте, не варті того, щоб заради них робити вправи ще дві години;

***2) тепловий потік*** – кількість теплоти, яка передається в одиницю часу через довільну поверхню $F$, і яка в теорії теплообміну називається потужністю теплового потоку, позначається буквою $Q_\tau$. Одиницею його виміру є Дж/с, тобто Ватт (Вт);

***3) кількість теплоти*** – загальний потік теплоти, який передається за довільний час $\tau$ через довільну поверхню $A$. Позначається ця величина $Q$, одиницею виміру є джоуль (Дж).

Використовуючи ці позначення запишемо співвідношення між розглянутими величинами:

$$q = \frac{Q_\tau}{F} = \frac{Q}{\tau F}. \tag{2.9}$$

У загальному випадку тепловий потік $Q_\tau$, а відповідно кількість теплоти $Q$ може змінюватись як за часом, так і за напрямами, але вираз (2.9) можна записувати тільки в диференціальній формі:

$$q = \frac{\partial Q_\tau}{F} = \frac{\partial^2 Q}{\partial\tau \cdot \tau F}. \tag{2.10}$$

## 2.3 Закон Фур'є. Коефіцієнт теплопровідності

Для поширення теплоти в любому тілі необхідна наявність різниці температур в різних точках тіла. Ця умова відноситься і до передачі теплоти теплопровідністю, при якій градієнт температури в різних точках тіла не повинен бути рівним нулю.

У 1804 році французький фізик Ж. Біо припустив, що кількість теплоти $d^2Q$, яка проходить через будь-яку ізотермічну поверхню у бік зменшення температури повинна бути пропорційна часу $d\tau$, площі поверхні $dF$, різниці температур $\Delta T$ між двома ізотермами і обернено пропорційна відстані між ними $\Delta n$:

$$d^2Q = -\lambda \frac{\Delta T}{\Delta n} dF d\tau. \tag{2.11}$$

У 1807 році Ж.-Б. Фур'є показав, що при $\Delta n > 0$ це рівняння прийме наступний вигляд:

$$dQ = -\lambda dF \cdot d\tau \left( \frac{\partial t}{\partial n} \right). \tag{2.12}$$

Це співвідношення має назву ***закон Фур'є*** і встановлює зв'язок між кількістю теплоти $dQ$, що проходить через елементарну площадку $dF$, яка розташована на ізотермічній поверхні за проміжок часу $d\tau$ і градієнтом температури.

Знак «–» (мінус) показує на те, що теплота передається в бік зменшення температури. Коефіцієнт пропорційності λ, який вирівнює розмірності лівої і правої частини у цьому виразі, носить назву ***коефіцієнт теплопровідності*** і є фізичним параметром, що характеризує здатність речовини проводити теплоту. Розмірність коефіцієнта теплопровідності визначається із співвідношення:

$$\lambda = \frac{|q|}{\left| \frac{\partial t}{\partial n} = 1 \right|} = \frac{|dQ|}{dF d\tau \left| \frac{\partial t}{\partial n} = 1 \right|}, \text{ Вт/м} \cdot \text{К}. \tag{2.13}$$

Як відмічалось раніше, кількість теплоти, що проходить за одиницю часу через одиницю площі ізотермічної поверхні, називається густиною теплового потоку і використовуючи гіпотезу Фур'є ми можемо записати:

$$\vec{q} = \frac{dQ}{dF \cdot d\tau} = -\vec{n}_0 \lambda \frac{\partial t}{\partial n}. \tag{2.14}$$

Вектор густини теплового потоку $\vec{q}$ спрямований по нормалі до ізотермічної поверхні. Його позитивний напрямок збігається з напрямком зменшення температури, оскільки теплота завжди передається від більш нагрітого тіла до менш нагрітого. Вектори $\vec{q}$ і gradt лежать на одній прямій, але спрямовані в протилежні напрями. Лінії, дотичні до яких збігаються з напрямом $q$, називають ***лініями теплового потоку.*** Вони ортогональні до ізотермічних поверхонь.

Скалярна величина вектора густини теплового потоку $q$ буде дорівнювати:

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n}. \tag{2.15}$$

Рівняння (2.15) є математичним записом основного закону теплопровідності, який формулюється наступним чином: ***густина теплового потоку пропорційна градієнту температури.***

Використовуючи закономірність (2.12), можна повернутись до кількісних характеристик процесу перенесення теплоти і записати дещо інші вирази для їх визначення.

***Густина теплового потоку*** як кількість теплоти, що проходить за одиницю часу через одиницю ізотермічної поверхні:

$$q = \frac{dQ}{dF d\tau} = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} \text{ Вт/м}^2. \tag{2.16}$$

Густина теплового потоку визначається не тільки величиною, але і напрямом:

$$\vec{q} = \vec{i} q_x + \vec{j} q_y + \vec{k} q_z, \tag{2.17}$$

де $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – одиничні вектори (орти) декартової системи координат;

$q_x, q_y, q_z$ – проєкції вектора $\vec{q}$ на осі $x$, $y$ та $z$.

***Тепловий потік*** як кількість теплоти, яка проходить в одиницю часу через поверхню $F$:

$$Q_\tau = \int_{\dot{A}} q \cdot dF = -\int \lambda \frac{\partial t}{\partial n} dF, \text{ Вт}, \tag{2.18}$$

а також ***повна кількість теплоти***, що пройде через цю поверхню за час $\tau$:

$$Q = \int_0^\tau \int_{\dot{A}} \lambda \frac{\partial t}{\partial n} \cdot dF d\tau, \text{ Дж}. \tag{2.19}$$

Таким чином, для визначення кількості теплоти, яка проходить через будь-яку довільну поверхню твердого тіла, необхідно знати температурне поле всередині досліджуваного тіла. Саме знаходження температурного поля і є основним завданням аналітичної теорії теплопровідності.

## 2.4 Механізм передачі теплоти для основних видів робочих тіл

Фур'є вважав, що коефіцієнт теплопровідності постійний, але він у загальному випадку залежить від температури, тиску та природи речовини і чисельно дорівнює густині теплового потоку при градієнті тем-

ператури, який дорівнює одиниці. Цей параметр не має такого глибокого змісту, як, наприклад, теплоємність, він лише встановлює зв'язок між модулем двох векторів $\vec{q}$ та grad$t$.

Досліди показують, що для багатьох матеріалів (рис. 2.3), з достатньою для практики точністю, залежність коефіцієнта теплопровідності від температури можна прийняти лінійною:

$$\lambda_t = \lambda_0 \left[1 + b(t - t_0\right], \tag{2.20}$$

де $\lambda_0$ – значення коефіцієнта теплопровідності при температурі $t_0$;
$b$ – постійна, що визначається дослідним шляхом.

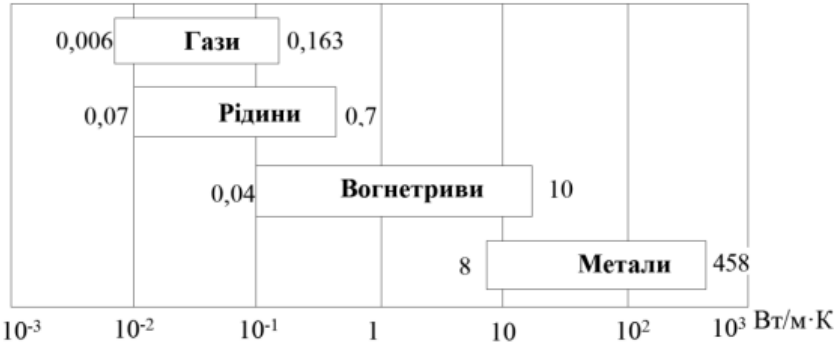



**Рис. 2.3 – Інтервали значень коефіцієнта теплопровідності різних речовин**

Переважно коефіцієнт теплопровідності для різних матеріалів визначається експериментальними методами і його числові значення наводяться у довідникових таблицях.

Розглянемо деякі особливості механізму передачі теплоти теплопровідністю в основних видах робочих тіл.

***1. Теплопровідність газів.*** Згідно з кінетичною теорією перенесення теплоти теплопровідністю в газах при звичайних тисках і температурах визначається перенесенням кінетичної енергії молекулярного руху в результаті хаотичного руху і зіткнення окремих молекул газу. При цьому коефіцієнт теплопровідності визначається співвідношенням:

$$\lambda = \frac{\overline{w} \cdot l^* \cdot c_v \cdot \rho}{3}, \tag{2.21}$$

де $\overline{w}$ – середня швидкість переміщення молекул газу, м/с;

$l^*$ – середня довжина вільного пробігу молекул газу між зіткненнями;

$c_v$ – масова теплоємність газу при постійному об'ємі, Дж/кг·К;

ρ – густина газу, кг/м$^3$.

Коефіцієнт теплопровідності газів суттєво не змінюється зі зміною тиску. Виключення складають дуже малі (< 2,66 кПа) і дуже великі (> 2 ГПа) тиски.

Середня швидкість переміщення молекул газу залежить від температури:

$$\bar{w} = \sqrt{\frac{3R_\mu T}{\mu}}, \qquad (2.22)$$

де $R_\mu$ – універсальна газова постійна, $R_\mu$ = 8314,2 Дж/кмоль·К;

$T$ – температура, К;

μ – молекулярна маса газу, кг/кмоль;

Теплоємність газів з підвищенням температури зростає, отже і коефіцієнт теплопровідності також зростає. Коефіцієнт теплопровідності λ газів при 0 ºС змінюється в межах від 0,006 до 0,163 Вт/м·К. Найбільшу теплопровідність має найлегший газ – водень (λ = 0,172 Вт/м·К при $t$ = 20 ºС). У більш вагомих газах теплопровідність менше.

***2. Теплопровідність рідин.*** Механізм поширення теплоти в краплинних рідинах можна прийняти як перенесення енергії неузгодженими пружними коливаннями.

Коефіцієнт теплопровідності рідин можна визначити за формулою:

$$\lambda_\rho = A \cdot c_p \sqrt[3]{\frac{\rho^4}{\mu}}, \qquad (2.23)$$

де $A$ – коефіцієнт, пропорційний швидкості поширення пружних хвиль в рідині, не залежить від природи рідини, але залежить від температури, при цьому $A \cdot c_p = \text{const}$;

$c_p$ – масова теплоємність рідини при постійному тискові, Дж/кг·К;

ρ – густина рідини, кг/м$^3$;

μ – молекулярна маса, кг/кмоль;

Через те, що густина рідини з підвищенням температури зменшується, то, з рівняння (2.23) для рідин з постійною молекулярною масою (неасоційовані і слабоасоційовані рідини), з підвищенням температури

коефіцієнт теплопровідності також повинен зменшуватись. Для асоційованих рідин (вода, гліцерин тощо) у формулу (2.23) треба ввести коефіцієнт асоціації, що враховує зміну молекулярної маси і залежить від температури.

Досліди підтверджують, що для більшості рідин з підвищенням температури коефіцієнт теплопровідності $\lambda$ зменшується, виключення складають вода і гліцерин. Коефіцієнт теплопровідності краплинних рідин змінюється в межах від 0,07 до 0,7 Вт/м·К. При підвищенні тиску коефіцієнти теплопровідності рідин зростають.

***3. Теплопровідність твердих тіл.*** Коефіцієнт теплопровідності для металів знаходиться в межах від 20 до 458 Вт/м·К. Найбільше значення коефіцієнта теплопровідності має срібло: $\lambda = 458$ Вт/м·К.

У металах основним передавачем теплоти є вільні електрони. Передача теплоти з допомогою коливальних рухів атомів або в вигляді пружних звукових хвиль не виключається, але її частка незначна порівняно з перенесенням енергії електронним газом. Через те, що в металах носієм теплової енергії є електрони, то коефіцієнти тепло- і електропровідності пропорційні один одному.

При підвищенні температури в результаті посилення теплової неоднорідності розсіювання електронів збільшується. Останнє можна пояснити збільшенням структурної неоднорідності, яка призводить до розсіювання електронів, наприклад, для чистої міді $\lambda = 396$ Вт/м·К, для цієї ж міді з слідами миш'яку $\lambda = 142$ Вт/м·К. На відміну від чистих металів коефіцієнти теплопровідності сплавів при підвищенні температури збільшуються (табл. 2.1).

**Таблиця 2.1** – **Зміна коефіцієнта теплопровідності металів і сплавів залежно від температури**

| Речовина | Температура, °С | | | |
|---|---|---|---|---|
| | 100 | 300 | 500 | 700 |
| Алюміній (Al) | 206 | 272 | 371 | – |
| Бронза (95,5 Cu; 3,2 Si; 1,3 Mn) | 48 | 54 | – | – |
| Дюралюміній | 181 | 204 | – | – |
| Латунь (58 Cu; 40 Zn; 2 Mn) | 78 | 97 | 115 | – |
| Мідь (Cu) | 385 | 371 | 359 | – |
| Сталь вуглецева 15 | 54,4 | 46,0 | 37,7 | – |
| Сталь хромнікелева (ЕИ 283) | 14,6 | – | 21,6 | 25,1 |

Як правило, для матеріалів з великою густиною коефіцієнт теплопровідності має більше значення. Багато будівельних і теплоізоляційних матеріалів мають пористий склад і застосування закону Фур'є до таких тіл є деякою мірою умовним.

Наявність пор в матеріалі не дозволяє розглядати такі тіла як суцільне середовище. Для пористих тіл вводиться поняття ***ефективного коефіцієнта теплопровідності***. Ефективний коефіцієнт теплопровідності пористого тіла чисельно дорівнює коефіцієнту теплопровідності деякого однорідного тіла, через яке при однаковій формі, розмірах і температурах на межах проходить та ж кількість теплоти, як і крізь дане пористе тіло.

Ефективний коефіцієнт теплопровідності пористих матеріалів значною мірою залежить від їх вологості. Для вогкого матеріалу коефіцієнт теплопровідності значно більший, ніж для сухого, і води окремо. Наприклад, для сухої цегли $\lambda = 0{,}35$ Вт/м·К, води – $\lambda = 0{,}6$ Вт/м·К, а для вологої цегли $\lambda = 1{,}0$ Вт/м·К. Цей ефект можна пояснити конвективним перенесенням теплоти, що виникає завдяки капілярному руху води всередині пористого матеріалу, і частково тим, що абсорбційно зв'язана волога має інші характеристики в порівнянні з вільною водою.

Коефіцієнти теплопровідності будівельних і теплоізоляційних матеріалів мають значення, що знаходяться приблизно в межах від 0,023 до 2,9 Вт/м·К. Матеріали, які мають коефіцієнти теплопровідності менше 0,25 Вт/м·К, називаються ***теплоізоляційними***.

## 2.5 Диференціальне рівняння теплопровідності

Для складних процесів, до яких відноситься передача теплоти теплопровідністю, при встановленні залежності між величинами, що характеризують це явище, використовують методи математичної фізики, які розглядають перебіг процесу не у всьому середовищі, а в елементарному об'ємі речовини протягом нескінченно малого відрізку часу. Зв'язок між величинами, що характеризують теплопровідність, встановлюється диференціальним рівнянням теплопровідності, при доведенні якого приймають наступні допущення:

1. Тіло однорідне та ізотропне.

2. Коефіцієнт теплопровідності, теплоємність і густина середовища постійні.

3. Закономірність розподілу внутрішніх джерел теплоти відома – $q_v = f(x, y, z, \tau)$, де $q_v$ – об'ємна густина внутрішніх джерел теплоти, Вт/м$^3$.

4. Використаний перший закон термодинаміки збереження енергії, згідно з яким різниця між кількістю теплоти, яка входить в елементарний об'єм за час $d\tau$ і виходить з нього за той же час плюс кількість теплоти, що виділяється внутрішніми джерелами теплоти, витрачається на зміну внутрішньої енергії або зміну ентальпії цього елементарного об'єму без виконання роботи.

Відповідно до цього закону вся теплота, що виділена внутрішніми джерелами $dQ_{вн}$ і внесена зовні в елементарний об'єм шляхом теплопровідності $dQ_T$ за час $d\tau$, йде на зміну внутрішньої енергії речовини $dU$:

$$dQ_{вн} + dQ_T = dU. \tag{2.24}$$

Виділимо елементарний паралелепіпед з ребрами $dx, dy, dz$ (рис. 2.4).

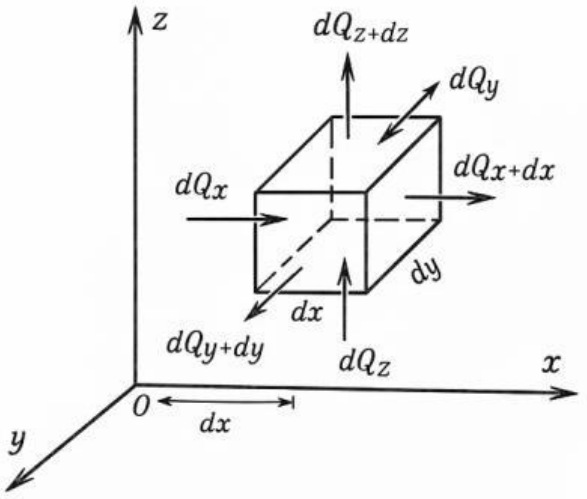



**Рис. 2.4 – До доведення диференціального рівняння теплопровідності**

Кількість теплоти, яка проходить шляхом теплопровідності у виділений об'єм за напрямом осі $Ox$ через площадку $dy, dz$ за час $d\tau$ дорівнює:

$$dQ_{x_1} = q_x dy \cdot dz \cdot d\tau = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} dx \cdot dz \cdot d\tau. \tag{2.25}$$

На протилежній грані паралелепіпеда температура отримає приріст $\frac{\partial t}{\partial x} dx$ і буде становити $t + \frac{\partial t}{\partial x} dx$.

Кількість відведеної через цю грань теплоти дорівнює:

$$dQ_{x_2} = -\lambda \frac{\partial}{\partial x}\left( t + \frac{\partial t}{\partial x} dx \right) \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau. \tag{2.26}$$

Різниця між кількістю теплоти, яка підведена до паралелепіпеда і відведена від нього, представляє собою теплоту, внесену теплопровідністю за напрямом *Ox* і вона рівна:

$$dQ_x = dQ_{x_1} - dQ_{x_2} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau. \qquad (2.27)$$

Аналогічно визначається теплота, яка вноситься за напрямами осей *Oy* та *Oz*.

$$dQ_y = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau, \qquad (2.28)$$

$$dQ_z = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau, \qquad (2.29)$$

Повна кількість теплоти, яка внесена в елементарний паралелепіпед шляхом теплопровідності становить:

$$dQ_T = dQ_x + dQ_y + dQ_z = \lambda \left( \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau. \qquad (2.30)$$

де добуток $dx \cdot dy \cdot dz$ – об'єм елементарного паралелепіпеда, $q_v$.

Кількість теплоти, яка виділилася в цьому об'ємі за рахунок внутрішніх джерел:

$$dQ_{вн} = q_v \cdot dv \cdot d\tau. \qquad (2.31)$$

Приріст внутрішньої енергії можна виразити через масу паралелепіпеда $\rho \cdot dv$ теплоємність *c* і приріст температури $\frac{\partial t}{\partial \tau} \cdot d\tau$.

$$dU = c \cdot \rho \cdot dv \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} \cdot d\tau. \qquad (2.32)$$

Якщо ми підставимо в рівняння (2.24) значення для $dQ_T$, $dQ_{вн}$ і $dU$, то після відповідних скорочень отримаємо:

$$c \cdot \rho \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} = \lambda \left( \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + q_v. \qquad (2.33)$$

Сума часток других похідних $\left( \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right)$ будь-якої функції в математиці носить назву ***оператора Лапласа*** і позначається буквою $\nabla^2$.

Величина $a_T = \frac{\lambda}{c \cdot \rho}$ носить назву ***коефіцієнт температуропровідності*** і характеризує теплову інерційність середовища. Вперше цей термін використав Д. Максвелл.

Тоді рівняння прийме вигляд:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a_T \nabla^2 t + \frac{q_v}{c \cdot \rho}. \qquad (2.34)$$

Воно має назву ***диференціальне рівняння теплопровідності*** або ***рівняння Фур'є***.

Коефіцієнт температуропровідності $a_T$ (м$^2$/с) – фізичний параметр речовини. Із рівняння (2.34) випливає, що зміна температури в часі для будь-якої точки тіла пропорційна величині $a_T$. Для нестаціонарних теплових процесів вона характеризує швидкість зміни температури.

Можна розглянути умову, коли внутрішні джерела теплоти відсутні ($q_v = 0$), тоді рівняння прийме вигляд:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a_T \nabla^2 t. \qquad (2.35)$$

Це ***рівняння Фур'є–Кірхгофа*** для тримірного нестаціонарного температурного поля при відсутності внутрішніх джерел теплоти.

Диференціальне рівняння теплопровідності для стаціонарного тримірного температурного поля при наявності внутрішніх джерел теплоти називається ***рівнянням Пуассона*** і має вигляд:

$$\nabla^2 t + \frac{q_v}{\lambda} = 0. \qquad (2.36)$$

Диференціальне рівняння теплопровідності для стаціонарного тримірного температурного поля при відсутності внутрішніх джерел теплоти називається ***рівнянням Лапласа***:

$$\nabla^2 t = 0\,. \qquad (2.37)$$

Якщо коефіцієнт теплопровідності залежить від зміни температури, то диференціальне рівняння теплопровідності можна записати так:

$$\frac{1}{c\cdot\rho}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial z}\right)\right]+\frac{q_v}{c\cdot\rho}=\frac{\partial t}{\partial\tau}. \qquad (2.38)$$

Для анізотропних тіл диференціальне рівняння теплопровідності:

$$\frac{1}{c\cdot\rho}\left[\lambda_x\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}+\lambda_y\frac{\partial^2 t}{\partial y}+\lambda_z\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right]+\frac{q_v}{c\cdot\rho}=\frac{\partial t}{\partial\tau}. \qquad (2.39)$$

Диференціальне рівняння теплопровідності можна записати в різних системах координат. Зокрема, для областей з осьовою симетрією зручно використовувати сферичну чи циліндричну системи координат і тоді рівняння приймуть вигляд:

– циліндрична система ($r$ – радіус-вектор, $\varphi$ – полярний кут, $z$ – апліката):

$$\frac{\partial t}{\partial\tau}=a_r\left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial t}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\cdot\frac{\partial^2 t}{\partial\varphi^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right)+\frac{q_v}{c\cdot\rho}; \qquad (2.40)$$

– сферична система ($r$ – радіус-вектор, $\mu = \cos\theta$, $\theta$ і $\psi$ – відповідно полярна відстань і довгота):

$$\frac{\partial t}{\partial\tau}=a_r\left(\begin{array}{l}\dfrac{\partial^2 t}{\partial r^2}+\dfrac{2}{r}\cdot\dfrac{\partial t}{\partial r}+\dfrac{1}{r}\cdot\dfrac{\partial}{\partial\mu}\left[\left(1-\mu^2\right)\dfrac{\partial t}{\partial\mu}\right]+\\ +\dfrac{1}{r^2\left(1-\mu^2\right)}\cdot\dfrac{\partial^2 t}{\partial\psi^2}\end{array}\right)+\frac{q_v}{c\cdot\rho}. \qquad (2.41)$$

## 2.6 Умови однозначності

Як будь-яке диференціальне рівняння, рівняння Фур'є має безмежну множину рішень. Щоб із цієї множини вибрати рішення конкретної задачі, потрібно при інтегруванні рівняння враховувати і використовувати для визначення постійних констант математичний опис особливостей саме цього конкретного випадку. Такий опис особливостей конкретної задачі називається ***умовами однозначності*** або ***крайовими умовами*** (рис. 2.5).

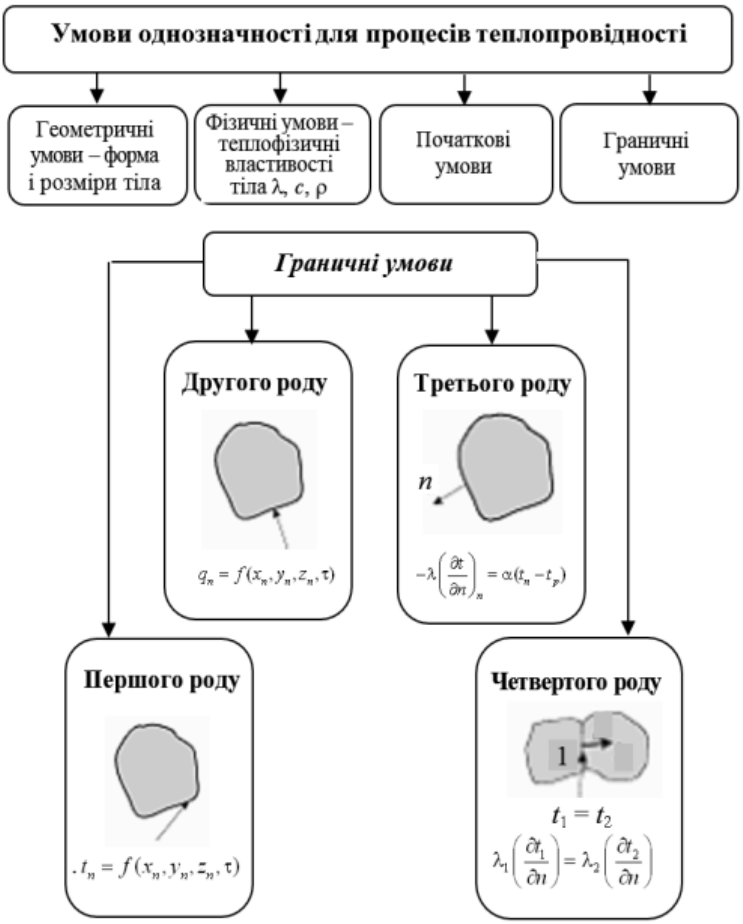



**Рис. 2.5 – Умови однозначності для крайової задачі теплопровідності**

При доведенні диференціального рівняння теплопровідності виділявся із тіла елементарно малий об'єм і при цьому зникає значна кількість інформації, яка важлива для розв'язку конкретної задачі. Саме умови однозначності повинні повернути ці втрати, містять інформацію про:

– форму і розміри тіла (***геометричні умови***);

– фізичні властивості речовини, включно із значеннями теплофізичних коефіцієнтів λ, *c*, ρ та інших (***фізичні умови***). Якщо теплофізичні властивості задані числами, тобто в рамках конкретної задачі вони постійні, то говорять про ***лінійну задачу теплопровідності***. Також додатково може бути заданий закон розподілу внутрішніх джерел теплоти;

– розподіл температури в тілі у початковий момент часу, тобто необхідно знати вид температурного поля $t_0 = f(x, y, z)$ при $\tau = 0$ (***початкові умови***). Іноді використовують наближене співвідношення:

$$t_0 = f(x, y, z, 0) = \lim_{\tau \to 0} f(x, y, z, \tau).$$

У найпростішому випадку $t_0$ = const і задається чисельне значення цієї константи, тобто говорять про рівномірний розподіл температури. Якщо розглядають стаціонарну задачу теплопровідності, то початковий стан середовища якби «давно забутий» і початкові умови в конкретну задачу не входять;

Розглянемо умови теплообміну на межі між тілом і середовищем, тобто про умови на поверхні тіла (граничні умови).

Граничні умови можуть бути задані чотирма способами.

Граничні умови першого роду (умови Діріхлє) – задається розподіл температури на поверхні тіла і її зміна в часі:

$$t_{\ddot{i}} = f(x_n, y_n, z_n, \tau), \tag{2.42}$$

де $t_{\ddot{i}}$ – температура на поверхні тіла;

$x_n$, $y_n$, $z_n$ – координати поверхні тіла.

Граничні умови другого роду (умови Неймана) – задається питомий тепловий потік в кожній точці поверхні тіла і його зміна в часі:

$$q_{\ddot{i}} = f(x_n, y_n, z_n, \tau). \tag{2.43}$$

У простішому випадку приймають, що $q_{\ddot{i}}$ = const.

Граничні умови третього роду (умови Ньютона, хоча фактично вперше їх використав Фур'є) – задається температура середовища, що оточує тіло і закон тепловіддачі між поверхнею тіла та навколишнім середовищем.

Умови Ньютона мають форму:

$$\alpha(t_n - t_p) = -\lambda \left( \frac{\partial t}{\partial t} \right)_{n=0}. \tag{2.44}$$

Відмітимо, що при будь-якій формі поверхні весь тепловий потік, що віддається тепловіддачею, передається теплопровідністю через елементарний тонкий шар на поверхні тіла. Параметр $\alpha$ – коефіцієнт тепло-

віддачі, чисельно дорівнює густині теплового потоку на граничній поверхні, віднесений до температурного перепаду між навколишнім середовищем і поверхнею. Його розмірність – Вт/м$^2$·К. В задачах теплопровідності коефіцієнт тепловіддачі, як правило, вважають постійним і заданим.

Граничні умови четвертого роду (умови контакту) – відповідають випадку ідеального теплового контакту двох середовищ з теплопровідністю $\lambda_1$ та $\lambda_2$.

Їхній математичний вираз буде наступний:

$$\lambda_1\left(\frac{\partial t_1}{\partial n}\right)=\lambda_2\left(\frac{\partial t_2}{\partial n}\right) \quad \text{і} \quad t_1 = t_2. \tag{2.45}$$

Необхідно відмітити, що вирази (2.43)–(2.45) мають складовими добуток коефіцієнта теплопровідності та градієнта температури, а вираз (2.42) перетворюється у граничні умови третього роду при $\alpha \to \infty$. Таким чином, граничні умови другого роду є більш загальними, всі інші форми можна вважати їх частковими випадками. Правильне формулювання, розв'язок та аналіз задачі теплопровідності дає змогу відповісти на різні питання, як при конструюванні, так і при експлуатації систем двигуна, наприклад:

– як довго буде нагріватися елемент конструкції до заданої температури і за який час зможе потім охолодитися;

– чи забезпечують прийняті конструкційні чи теплоізоляційні матеріали заданий (прийнятний) тепловий режим;

– чи можна зменшити матеріалоємкість і масу конструкції, не порушивши її тепловий режим;

– чи є резерви для збільшення потужності конструкції і як вона поведе себе в нештатному режимі.

Розв'язок диференціального рівняння з заданими крайовими умовами зазвичай доволі складний, набагато зручніше знайти готове рішення в довідниковій літературі.

## 2.7 Специфічні особливості процесу теплообміну у ДВЗ

Відомо, що робочий процес двигунів внутрішнього згорання відбувається у безперервному повторенні термодинамічного циклу, за період протікання якого температури газів і контактуючих з ними поверхонь змінюються за певним законом [3].

Періодичні дії, що повторюються, на робочий процес можуть мати різний характер. В зв'язку з цим зміни температури навіть за час одного періоду можуть набувати також різноманітну форму.

Різні величини, що пов'язані з досліджуваним періодичним явищем, після закінчення періоду $T_П$ повертаються до своїх попередніх значень і є періодичними функціями від часу τ. Молекули нагрітого газу під час свого руху стикаються з поверхнею стінки і передають свою енергію сусіднім молекулам внутрішньої частини тіла.

Процес передачі енергії може здійснюватись в обох напрямках, тобто якщо атоми твердого тіла коливаються сильніше, ніж атоми навколишнього газу, то атоми газу, що стикаються з поверхнею тіла, будуть переміщуватись від неї з більшою швидкістю (і, значить, енергією) в порівнянні з тією, з якою вони наближались до поверхні тіла, і навпаки. Така передача кінетичної енергії атомів від одного матеріалу до іншого і складає тепловий потік.

Середня кінетична енергія молекул газів зростає зі збільшенням температури. Невпорядкований рух газових молекул в результаті їх зіткнення об поверхню тіла (кристала) перетворюється у множину хвиль, що розходяться вглибину по всьому кристалу. Якщо би при цьому можливо було прослідкувати за рухом однієї молекули в кристалі, то цей рух показався би нам невпорядкованим. Якщо би на неї діяла тільки одна хвиля, то рух був би впорядкованим. В дійсності дуже багато хвиль одночасно надають атому зусиль в різних напрямах. Кожна окрема хвиля змушує атом рухатись з іншою швидкістю і можлива в іншому напряму ніж інші хвилі. Оцінюючи кінетичну енергію ми виходимо з середньої швидкості атома, яка представляє собою результат дії всіх хвиль, що приводить його в рух.

Незважаючи на те, що рух атомів в кристалі обмежений просторовим коливанням (назад–вперед, доверху–донизу), їх середня кінетична енергія така сама, як середня кінетична енергія молекул газу, що ударяються об поверхню кристала, повсюдно, за виключенням області низьких температур (менше 130–180 К).

В області низьких температур у всіх твердих тіл спостерігається відхилення від лінійного закону зміни кінетичної енергії від температури. Експериментально встановлено, що всі кристали зберігають деяку кількість кінетичної енергії навіть при температурі близькій до абсолютного нуля. Таким чином, в періодичному нестаціонарному стані температура всередині тіла підлягає періодичній зміні, яка може бути регулярною або нерегулярною, але обов'язково є циклічною.

Регулярна періодична зміна характеризується гармонічною синусоїдальною або косиносуїдальною функцією. Прикладом такої функції в загальному вигляді є косинусоїдальна величина:

$$t_{(x,\tau)} = t_F^{\max} \cdot \cos\left(\omega\tau + \beta\right), \tag{2.46}$$

де $t_{(x,\tau)}$ – поточна температура на перетині тіла з координатою $x$ в момент часу $\tau$;

$t_F^{\max}$ – максимальна температура її періодичного коливання на поверхні стінки;

$\omega$ – середня кутова швидкість обертання колінчатого валу двигуна, $с^{-1}$;

$T_П$ – тривалість повного періоду зміни функції;

$\tau$ – поточний час, що відраховується від довільного початку;

$(\omega\tau+\beta)=\varphi$ – змінна фаза косинусоїдальної величини.

Якщо позначимо через $\nu$ кількість повних коливань за одиницю часу, тоді циклічна частота коливань температури, як обернена величина до періоду коливань, буде визначатись із співвідношення:

$$\nu=\frac{1}{T_П}=\frac{\omega}{2\pi},$$

де $\omega=2\pi\nu$ – циклічна частота коливань температури поверхні тіла; $\omega=\dfrac{2\pi}{T_П}$ – кутова частота коливань.

Якщо ввести замість частоти коливань період $T_П$ у вираз (2.46), то він буде мати вид:

$$t_{(x,\tau)}=t_F^{\max}\cdot\cos\left(\frac{2\pi}{T_П}\cdot\tau+\beta\right). \qquad (2.47)$$

Змінивши початок відліку, завжди можна початкову фазу $\beta$ привести до нуля, а саме, так як:

$$\omega\tau+\beta=\omega\left(\tau+\frac{\beta}{\omega}\right),$$

то для цього, очевидно, достатньо відрахувати час від моменту $\dfrac{\beta}{\omega}$.

На рис. 2.6 відкладені значення $\tau_0$ і $\tau_1$ за яких фаза $\varphi$ відповідно дорівнює нулю і $2\pi$, тобто $\tau_0=-\dfrac{\beta}{\omega}$ і $\tau_1=\dfrac{2\pi-\beta}{\omega}=T_П-\tau_0$.

За умови, що:

$$\varphi_{\tau_0}=(\omega\tau_0+\beta)=0;\quad \varphi_{\tau_1}=(\omega\tau_1+\beta)=2\pi.$$

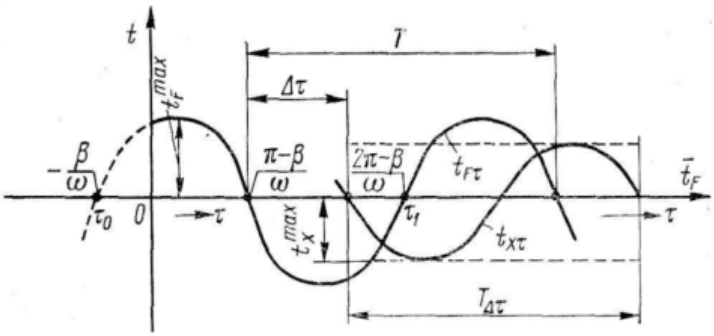



**Рис. 2.6 – Графічні залежності зміни функції $t_{(x,\tau)}$:**
**$\bar{t}_F$ – середнє значення температури стінки; $t_F^{max}$ – максимальна температура всередині тіла на глибині $x$; $\pi$ – час відхилення температури в довільний момент часу від її середнього значення всередині тіла; $T_{\Delta\tau}$ – тривалість повного періоду зміни функції в глибині тіла в момент запізнення на $\Delta\tau$; $t_{F\tau}$ – відхилення температури від її середнього значення на поверхні тіла в довільний момент часу**

Тоді рівняння (2.47) буде мати вид:

$$t_{(x,\tau)} = t_F^{max} \cos\omega\tau. \qquad (2.48)$$

Встановлено, що за періодичної зміни температури на поверхні тіла в глибині цього тіла зміна температури буде відбуватись також за законом періодичного коливання тільки з іншим періодом і амплітудою коливання (див. рис. 2.6).

З рівняння (2.48) видно, що оскільки функції вказаного типу можуть мати позитивні і від'ємні значення, то температурне поле в аналізованому випадку змінюється за законом простого гармонічного коливання, що складається з ряду тотожних між собою хвиль, причому довжина кожної дорівнює $2\pi$.

## Контрольні питання

1. Назвіть основні випадки теплообміну.
2. Що називається конвективним теплообміном?
3. Яка природа променевої енергії і передачі теплоти випромінюванням?
4. Що називають складним теплообміном?

5. У чому полягає зміст температурного поля? Напишіть рівняння тримірного стаціонарного температурного поля.

6. Який фізичний зміст градієнта температури? Одиниця виміру.

7. Наведіть формулювання закону Фур'є.

8. Що називають коефіцієнтом теплопровідності? Його розмірність.

9. Опишіть особливості теплопровідності різних речовин.

10. На якому законі базується вивід диференціального рівняння теплопровідності?

11. Що таке коефіцієнт температуропровідності? Його розмірність і фізичний зміст.

12. Що таке умови однозначності?

13. Чим відрізняються умови однозначності для стаціонарного та нестаціонарного режимів теплопровідності?

14. Запишіть граничні умови першого роду.

15. Запишіть диференціальне рівняння теплопровідності для стаціонарного тримірного температурного поля при наявності внутрішніх джерел теплоти.

16. Запишіть граничні умови другого роду.

17. Запишіть рівняння Фур'є–Кірхгофа для тримірного нестаціонарного температурного поля при відсутності внутрішніх джерел теплоти.

18. Запишіть граничні умови третього роду.

19. Запишіть диференціальне рівняння теплопровідності для стаціонарного тримірного температурного поля при відсутності внутрішніх джерел теплоти.

20. Запишіть граничні умови четвертого роду.

21. У чому проявляються специфічні особливості протікання теплообміну в двигунах внутрішнього згорання?

# РОЗДІЛ 3

# ТЕПЛООБМІН У ДВИГУНАХ ВНУТРІШНЬОГО ЗГОРЯННЯ І СИСТЕМАХ ОХОЛОДЖЕННЯ

## 3.1 Теплообмін у циліндрі двигуна

### *3.1.1 Теплові потоки в циліндрі*

Теплообмін в циліндрі двигуна носить складний характер внаслідок зміни параметрів, властивостей робочого тіла, швидкості його руху відносно теплосприймаючих поверхонь. Крім того, при запалювані пального в циліндрі виникає полум'я, що має більш високу температуру, ніж робоче тіло. Це примушує для опису теплообміну використати наближені емпіричні залежності.

Теплота від робочого тіла до стінок камери згоряння передається за рахунок конвективного і променистого теплообміну [4]:

$$q_s = q_k + q_{n.г} + q_{n.п}, \tag{3.1}$$

де $q_s$ – густина сумарного теплового потоку, Вт/м$^2$;

$q_k$ – густина конвективного теплового потоку, Вт/м$^2$;

$q_{n.г}$ – густина теплового потоку випромінюванням з газами, Вт/м$^2$;

$q_{n.п}$ – густина теплового потоку випромінюванням з полум'ям, Вт/м$^2$.

Приклад зміни густини сумарного, конвективного і променистого теплових потоків за кутом повороту колінчатого валу в камері згоряння чотиритактного дизеля наведено на рис. 3.1.

З рисунку видно, що в результаті циклічної зміни газодинамічних і термодинамічних параметрів робочого тіла в циліндрі двигуна до стінок циліндра підводиться тепловий потік, що змінює і своє значення, і свій знак. Змінюється і температура поверхні циліндра: на 5–10 °С у високооборотних двигунах і на 50 °С в малооборотних судових дизелях.

Крім того, густина теплового потоку в різних точках камери згоряння може значно змінюватися.

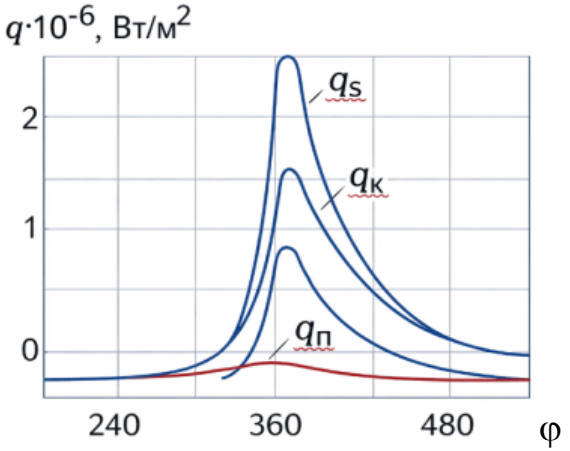



**Рис. 3.1 – Зміна густини сумарного, конвективного і променистого теплових потоків за кутом повороту колінчатого вала в камері згоряння чотиритактного дизеля**

На рис. 3.2 зображена залежність відносної густини теплового потоку $\bar{q}_s = \frac{q_s}{q_{s\max}}$ від відносного радіусу поршня $\bar{r}$ (відношення поточного радіусу до радіусу поршня) чотиритактного дизеля.

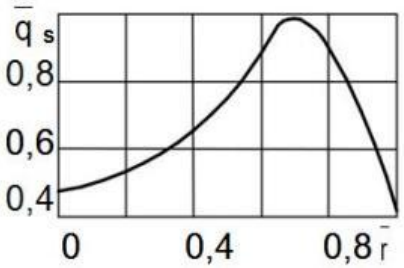



**Рис. 3.2 – Залежність відносної густини теплового потоку $\bar{q}_s$ від відносного радіусу поршня $\bar{r}$ чотиритактного дизеля**

Встановлено, що в цьому випадку густина теплового потоку для різних точок поверхні деталі відрізняється приблизно в 2,5 рази, що утруднює організацію охолодження і може викликати термічні деформації.

### *3.1.2 Випромінювання продуктів згоряння*

Найбільшою випромінюючою і поглинаючою здатністю з усіх газоподібних продуктів згоряння мають двоокис вуглецю і водяні пари. Інші компоненти або оптично прозорі, або їх занадто мало, щоб вплинути на сумарний тепловий потік. Випромінювання газів має об'ємний характер. Його густина залежить від товщини газового шару, густини і температури випромінюючих газів.

Густину власного випромінювання $CO_2$ і $H_2O$ визначають за формулами:

$$\varepsilon_{co_2} = 3{,}5\left(p_{co_2} \cdot I\right)^{0{,}33}\left(\frac{T}{100}\right)^{3.5}, \tag{3.2}$$

$$\varepsilon_{H_2O} = 3{,}5\left(p_{H_2O} \cdot I\right)^{0.8} I^{0.6}\left(\frac{T}{100}\right)^{3}, \tag{3.3}$$

де $p_{CO_2}, p_{H_2O}$ – парціальні тиски вуглекислого газу і водяної пари в продуктах згоряння;

$I = 3{,}6\ V/F$ – еквівалентна товщина випромінюючого шару;

$V$ – об'єм газу в циліндрі;

$F$ – площа стінок циліндра.

Згідно із законом Стефана-Больцмана, густину теплового випромінювання газів визначають за формулою:

$$q_{B.\Gamma} = \varepsilon'_W \varepsilon_\Gamma \sigma\left[\left(\frac{T}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_W}{100}\right)^4\right], \tag{3.4}$$

де σ = 5,67 Вт/(м$^2$·К$^4$) – коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла;

$\varepsilon'_w = (1 + \varepsilon_w)/2$ – ефективна ступінь чорноти стінки; $\varepsilon_W$ – ступінь чорноти стінки в прозорому середовищі;

$\varepsilon_\Gamma$ – ступінь чорноти газу.

Ступінь чорноти компонентів суміші газів знаходять за формулами:

$$\varepsilon_{H_2O} = 1 - e^{-K_\lambda p_{H_2O} \cdot I}, \varepsilon_{CO_2} = 1 - e^{-K_\lambda p_{CO_2} \cdot I}. \tag{3.5}$$

де $K_\lambda$ – коефіцієнт послаблення променю, Па$^{-1}$·м$^{-1}$.

Якщо враховувати випромінювання тільки $CO_2$ і $H_2O$, то ступінь чорноти газу можна визначити за формулою:

$$\varepsilon_{\Gamma} = \varepsilon_{CO_2} + \beta\varepsilon_{H_2O} - \Delta\varepsilon_{\Gamma}. \qquad (3.6)$$

де β – поправковий коефіцієнт;

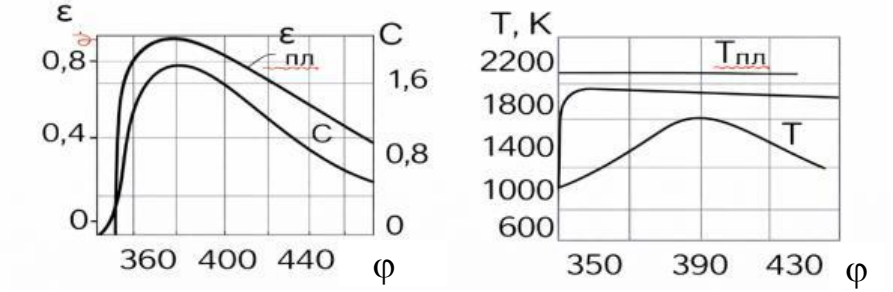
$\Delta\varepsilon_{\Gamma}$ – поправка на частковий збіг спектрів випромінювання $CO_2$ і $H_2O$.

Випромінювання продуктів згоряння складає 3–5 % від загального потоку теплопередачі між газом і стінкою.

### *3.1.3 Випромінювання полум'я*

Полум'я можна умовно розділити на оптично прозоре і непрозоре. Оптично прозоре, що світиться, полум'я випромінює енергію вибірково тільки в певному діапазоні частот. Таке полум'я виникає при згорянні добре підготовленої паливо-повітряної суміші при коефіцієнті надлишку $\alpha_н > 1$. З деяким наближенням можна вважати, що полум'я в двигунах із зовнішнім сумішоутворенням – оптично прозоре.

Оптично непрозоре полум'я (факел) має суцільний спектр. Причиною оптичної непрозорості є наявність крапель палива, сажі і інших дрібнодисперсних часток. Таке полум'я характерне для дизелів і газових двигунів з роздільним поданням палива і повітря в циліндр. Як видно з рисунку 3.3, *а*, в цьому випадку ступінь чорноти полум'я визначає концентрація часток сажі. На рис. 3.3, *б* показана зміна температур факелу і газу в процесі горіння. Температура полум'я значно вища за температуру газу.




*а* *б*

**Рис. 3.3 – Зміна параметрів полум'я:**
***а* – концентрація сажі і ступеня чорноти; *б* – температура полум'я і газів**

Як видно з рис. 3.3, температура полум'я і ступінь його чорноти неперервно змінюються. Для розрахунків приймають за температуру полум'я температуру згоряння палива за стехіометричного складу суміші. Ступінь чорноти факела можна визначити за емпіричною формулою:

$$\varepsilon_{пол} = 1 - \exp\left\{\begin{array}{l} -1{,}8\dfrac{C \cdot p_s}{H \cdot \alpha}\left[0{,}2\left(1 - x_{вид}\right) + 0{,}03\right] \times \\ \times\left[\dfrac{1}{\varepsilon - 1} + \dfrac{1}{2}\left(1 - \cos\varphi\right)\right] \end{array}\right\}, \qquad (3.7)$$

де $C$, $H$ – відповідно масова частка вуглецю і водню в паливі, кг/кг;

$x_{вид}$ – відносна характеристика виділення теплоти [7].

Для розрахунку щільності теплового потоку, що випромінюється факелом, зазвичай використовують закон Стефана–Больцмана:

$$q_{в.п} = \varepsilon''_w \varepsilon'_{пол}\left[\left(\frac{T_{пол}}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_w}{100}\right)^4\right], \qquad (3.8)$$

де $\varepsilon'_{пол}$ – приведена ступінь чорноти полум'я;

$\varepsilon''_w$ – приведена ступінь чорноти стінок.

Випромінюваний факелом тепловий потік складає 15–35 % від сумарного теплового потоку. При розрахунку теплообміну в циліндрі ним не можна нехтувати.

### *3.1.4 Конвективний теплообмін у циліндрі ДВЗ*

Питання теплообміну в ДВЗ – один з основних предметів дослідження цього посібника. З практичної точки зору без вивчення складних фізичних процесів теплообміну неможливо проєктувати нові, а також вдосконалювати існуючі двигуни.

З наукової точки зору розроблені теоретичні і експериментальні методи дослідження, дослідні дані, отримані для сучасних поршневих двигунів, можна узагальнити і успішно застосувати не тільки для поршневих ДВЗ майбутнього покоління, але й для інших теплоенергетичних установок, які за складністю теплофізичних процесів, що в них відбуваються, як правило, значно простіші ніж в ДВЗ.

Інтенсивність теплообміну в циліндрі залежить від характеру і інтенсивності руху робочого тіла в камері згоряння і мікроструктури потоку.

На турбулентний рух газу в циліндрі двигуна впливають рух поршня, процеси впускання і випуску газу, особливості організації робочого процесу і форма камери згоряння. Крім того, впливає вібрація стінок камери згоряння, процес згоряння, неоднорідність і неізотропія робочого процесу викликають додаткові збурення в робочому тілі, генерують вторинні потоки біля стінок камери згоряння і інтенсифікують процес теплообміну.

Густина конвективного теплового потоку визначається за законом Ньютона-Ріхмана:

$$q_k = \alpha_s \left(T - T_w\right), \tag{3.9}$$

де $\alpha_s$ – коефіцієнт тепловіддачі, Вт/(м$^2$·К),

$T$ – температура середовища;

$T_w$ – температура поверхні камери згоряння циліндра.

Складність процесу теплообміну призводить до того, що для його опису використовуються емпіричні залежності. Ці залежності можна застосовувати тільки для розрахунку теплообміну в конкретних типах двигунів певних розмірів. Вони можуть давати значну похибку: коефіцієнти тепловіддачі, розраховані за різними залежностями, можуть відрізнятися в 2–3 рази.

Вперше теплообмін в поршневих ДВЗ почав вивчати В. Нуссельт (1882–1957) – один з найвидатніших теплофізиків, який створив теорію подібності в теплопередачі. В результаті обробки експериментальних результатів, що отримані з допомогою калориметричної бомби, а також дослідів Д. Клерка, що пов'язані з тепловим балансом тихохідного газового двигуна, Нуссельт отримав формулу для коефіцієнта тепловіддачі в циліндрі поршневого двигуна [5]:

$$\alpha = 5,388 \cdot 10^{-4} \left(1 + 1,24 C_m\right) \cdot T_\infty^{1/3} \cdot p^{2/3} + \\ + 0,421 \frac{\left(\frac{T_\infty}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_w}{100}\right)}{T_\infty - T_w}, \tag{3.10}$$

де $T_\infty$, $p$ – відповідно поточна температура і тиск робочого тіла;

$T_w$ – температура поверхні камери згоряння.

Очевидно, що формула (3.10) має адитивну структуру:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_k + \alpha_R,$$

де $\alpha_0$ – коефіцієнт тепловіддачі, що відповідає нерухомому газу в камері згоряння (його значення Нуссельт отримав з допомогою сферичної бомби за наявності в ній вільної конвекції);

$\alpha_k$ – коефіцієнт тепловіддачі, що відповідає умовам вимушеної конвекції, що відбувається з швидкістю, пропорційною середній швидкості поршня $c_m$;

$\alpha_R$ – коефіцієнт тепловіддачі випромінюванням (його значення було визначено в результаті експериментів з застосуванням позолоченої, а також пофарбованої у чорний колір бомб).

Необхідно відмітити, що розмірний вид формули (3.10) звужує можливості її екстраполяції на умови дослідів, що відрізняються від проведених Нуссельтом. Через недостатню кількість експериментальних результатів Нуссельт запропонував формально-адитивний підхід до опису складного (радіаційно-конвективного) теплообміну. При цьому він був абсолютно точним як дослідник, оскільки в його дослідах частка радіації не перевищувала декількох відсотків від інтегрального теплового потоку.

Послідовником Нуссельта в дослідженні теплообміну у ДВЗ був Н. Р. Брілінг (1876–1961 р.). Виконуючи досліди із визначення теплових втрат в циліндрі малооборотного компресорного дизеля ($n$ = 200 хв$^{-1}$), він виявив, що інтенсивне вихроутворення, обумовлене пневматичним розпиленням палива, збільшує коефіцієнт тепловіддачі в 2,45 разів.

Формула Брілінга має вигляд:

$$\alpha = 5{,}388 \cdot 10^{-4}\left(1+1{,}45+0{,}185 c_m\right)\left(T_\infty p^2\right)^{1/3} + \\ + 0{,}421\frac{\left(\frac{T_\infty}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_w}{100}\right)^4}{T_\infty - T_w}, \qquad (3.11)$$

Складова $1{,}45\left(T_\infty p^2\right)^{1/3}$ за поясненням Брілінга, пов'язана з «тепловіддачею від вихрів».

Тому адитивний аналог формули (3.10) приймає вигляд:

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_w + \alpha_k + \alpha_R,$$

де $\alpha_w$ – коефіцієнт тепловіддачі, що відповідає «тепловіддачі від вихрів». Для швидкохідних дизелів безкомпресорного типу коефіцієнт $\alpha_w$ приймають рівним нулю.

Таким чином, Брілінг встановив, що в кожному конкретному випадку (залежно від способу сумішоутворення, швидкохідності, потужності) коефіцієнти у формулі (3.11) необхідно уточнювати за результатами експериментів.

Нуссельтівський адитивний підхід вперше підданий критиці професором Цюріхської вищої технічної школи Г. Ейхельбергом (1891–1972 р.) у роботі [6]. Г. Ейхельберг, використавши малоінерційну термометрію

циліндро-поршневої групи і метод розв'язку зворотної задачі теплопровідності, отримав наступну формулу:

$$\alpha = 77{,}9 \cdot 10^{-4} \left(T_\infty \cdot p\right)^{1/2} c_m^{1/3}. \qquad (3.12)$$

Як видно, замість члена $\left(T_\infty \cdot p^2\right)^{1/3}$, що характерний для формули (3.11), Ейхельберг ввів вираз $\left(T_\infty \cdot p\right)^{1/2}$, тобто надав температурі порівняно з тиском дещо більшого значення. Дослідження Ейхельберга поклали початок нового напряму в області теплообміну в ДВЗ, і той факт, що в формулу (3.12) складова променистого теплообміну не входить у вигляді окремого члена, як у формулах (3.10) і (3.11), необхідно вважати її перевагою, а не недоліком.

Модифіковані версії формули Ейхельберга (3.12) запропонували Кінг, Хенаін, Пфлаум [7]. Пфлаум (1896–1989 р.) – професор Берлінського технічного університету вперше вказав на неоднорідність тепловіддачі на поверхнях деталей, що утворюють камеру згоряння (поршень, головка циліндра, гільза) і оцінив частку радіаційного теплообміну (до 50 %) в сумарній тепловіддачі від робочого тіла в ДВЗ. До його здобутків можна віднести два важливих встановлених ним висновки:

1. Теплообмін в камері згоряння ДВЗ має локальний характер і Пфлаум запропонував для окремих поверхонь камери згорання різні α-формули;

2. Частка радіаційного теплообміну в камері згоряння дизельного ДВЗ настільки велика, що використання простого адитивного підходу при визначенні повного теплового потоку, що передається від робочого тіла у стінки камери згоряння, недопустимо.

Формула Пфлаума призначена для розрахунків теплообміну для двигунів із наддувом. Ця формула має вигляд:

$$\alpha_s = 3{,}714 f\left(p_k\right)\left(pT\right)^{0.5}\left(6{,}2 - 5{,}2 \cdot 5{,}7^{-0.01 c_m} - 0{,}025 c_m\right), \qquad (3.13)$$

де $f(p_к) = 4{,}11 p_к^{0{,}25}$ – для кришки циліндра і поршня;

$f(p_к) = 3{,}79 p_к^{0{,}67}$ – для втулки циліндра.

Теплообмін випромінюванням ця формула також не враховує.

Променевий теплообмін в циліндрі дизеля вивчав Л. М. Белінкій. Ним було встановлено, що випромінювання в камері згоряння в цілому є суцільним, тобто воно подібне до випромінювання твердого тіла. Таким чином, випромінюють в основному тверді мікрочастинки сажі, що мають, як показав Белінкій, температуру, що відрізняється від температури ро-

бочого тіла. Цю температуру, названу температурою полум'я, він запропонував визначати за емпіричною залежністю:

$$T_{П} = T_{\infty} \cdot \exp\left[0{,}106\left(2\bar{B}o\right)^{0{,}24}\right]. \tag{3.14}$$

Виходячи з цієї формули температура полум'я дорівнює теоретичній температурі горіння палива, $T_{П} = T_{T}$. Відмітимо, що під теоретичною температурою горіння розуміють максимальну температуру, що досягається при горінні в адіабатних умовах (тобто коли вся теплота підводиться до робочого тіла) за заданих вихідній температурі і коефіцієнті надлишку повітря.

Для дизельного палива $T_{T}$ = 2100 К. Допущення Белінкого використовували в своїх роботах Г. В. Рознбліт і В. З. Махов [8], приймаючи:

$$\bar{\text{Bo}} = \text{Bo}\left(\frac{T_{П}}{T_{\infty}}\right)^{4}, \tag{3.15}$$

де $\text{Bo} = \dfrac{3600 \cdot 6nU_{m}m_{цик}}{F_{W}\varepsilon_{W}\varepsilon_{ПЛ}\sigma_{o}T_{\infty}^{4}}\dfrac{dx}{d\varphi}$.

Безрозмірний вираз для $\bar{\text{Bo}}$ введено А. Гурвичем для розрахунку теплообміну в топках, де Bo – число Больцмана. В той же час з теплофізики відомо, що число Больцмана визначається як співвідношення поздовжнього конвективного перенесення ентальпії до потоку променевої енергії [9]:

$$\text{Bo} = \frac{\rho U_{m} \cdot c_{p}\left(T_{\infty} - T_{W}\right)}{\sigma_{0}\left(T_{\infty}^{4} - T_{W}^{4}\right)}, \tag{3.16}$$

де $U_{m}$ – максимальна швидкість в граничному шарі.

Відповідно до цього виразу число Больцмана в теорії випромінювання відіграє таку саму роль, як і число Пекле в теорії молекулярного перенесення теплоти:

$$\text{Pe} = \frac{u \cdot l}{a_{T}} = \text{Re} \cdot \text{Pr}. \tag{3.17}$$

Якщо число Pe значне, перенесенням енергії теплопровідністю в поздовжньому напрямку можна знехтувати. Аналогічно за великих значень числа Bo перенесення енергії випромінюванням в поздовжньому

напрямку дуже мале. За А. Гурвичем число Во це відношення всієї кількості теплоти виділеної в камері згоряння до кількості теплоти випромінювання полум'я з температурою $T_П = T_T$, що не відповідає визначенню числа Больцмана, прийняте у теплофізиці. Крім того, запропонований Гурвичем вираз для Во і обґрунтований для розрахунку теплообміну в топках, не відображає фізичну суть процесів, що відбуваються в поршневих двигунах. Дійсно в топках в якості $T_\infty$ розглядається температура на виході з них. Таким чином, ототожнювання нестаціонарної температури в циліндрі двигуна з стаціонарною температурою на виході з топки не можна вважати правочинним.

Допущення $T_П = T_T$ використовував в своїх роботах Г. В. Розенбліт, що досліджував на протязі довгих років теплообмін в дизелях великої потужності і отримав в результаті багаточисельних дослідів $\alpha$ – формулу в наступному вигляді:

$$\alpha = C_1\left(\frac{C_u}{D}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\lambda\cdot c_p\cdot\rho\right)^{\frac{1}{2}}\left(1+C_2\frac{aW_{зк}}{C_u}\right)+\varepsilon\sum\sigma_0\frac{T_П^4-T_W^4}{T_П-T_W}, \qquad (3.18)$$

де $a=\left(kRT_\infty\right)^{\frac{1}{2}}$ – швидкість звуку;

$C_1 = 4{,}34$ і $C_2 = 0{,}000219$ – емпіричні коефіцієнти для чотиритактних дизелів, $C_1 = 3{,}35$ і $C_2 = 0{,}027$ – для двотактних дизелів з протилежно рухомими поршнями, а $C_1 = 3{,}93$ і $C_2 = 0{,}0063$ – для двотактних дизелів з петлевою продувкою. Принципіальна відмінність цієї формули від розглянутих вище в тому, що до складу її входить швидкість звукових коливань $W_{зк}$, яку Розенбліт визначав шляхом обробки індикаторної діаграми за формулою:

$$W_{зк} = 2{,}43\frac{nD}{kp}\frac{dp}{d\varphi}. \qquad (3.19)$$

Підставляючи вектор швидкості $\vec{W}$ газу в циліндрі в вигляді суми тангенціальної $c_u$, радіальної $u$ і осьової $v$ складових, він отримав:

$$W=\left(c_u^2+u^2+v^2\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Як визначальну швидкість для тепловіддачі на поверхнях кришки головки циліндра і поршня він прийняв наступну величину:

$$W_{К.П}=\left[c_u^2+u^2+\left(v+W_{зк}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}},$$

а на поверхні гільзи – $W_{\Gamma} = \left[ c_u^2 + \left( u + W_{зк} \right)^2 + v^2 \right]^{\frac{1}{2}}$.

Таким чином, $W_{зк}$ розглядається як фактор, що інтенсифікує процес тепловіддачі. На його думку, утворення локальних місць згоряння в циліндрі приводить до різних локальних значень тиску. Хвиля тиску, що виникає в місці згоряння, поширюється в сусідніх зонах в вигляді ударної хвилі з малим перепадом тиску оскільки початковий тиск в циліндрі досить високий. Ця хвиля збурення має властивості звукової хвилі і до неї можна застосовувати закони акустики.

Акустичні коливання генерують вторинні, так звані акустичні, витікання поблизу нерухомої стінки по нормалі до неї. Ці вторинні потоки, проникаючи в зону граничного шару, інтенсифікують теплообмін. Якщо прийняти, що обертання заряду з кутовою швидкістю $W_B$ в циліндрі відбувається відповідно до закону обертання твердого тіла, то будемо мати $c_u = W_B \cdot r$. Тоді, згідно (3.18), конвективна тепловіддача максимальна по периферії камери згорання, коли поточний радіус $r$ прямує до радіуса камери згоряння $R$.

У центральній частині камери згоряння $r \to 0$ і, згідно (3.18) конвективний тепловий потік прямує до нуля. Природно, що це протирічить фізичній інтерпретації процесу. Саме тому Г. Розенбліт рекомендує для зони $r$ менше $0{,}25R$ значення α прийняти постійним (незалежним від поточного радіуса $r$). Таким чином, область застосування α-формули Розенбліта обмежується зоною значень $r \geq 0{,}25R$.

Крім того, формула (3.18) побудована з використанням адитивного підходу Нуссельта–Брилінга, що важко пояснити, оскільки при виведенні цієї формули автор виходив з критеріального рівняння, яке отримане ним експериментально для процесів згоряння–розширення (тобто за наявності променевого теплообміну):

$$\mathrm{Nu} = C_1 \mathrm{Pe}^{\frac{1}{2}} \left( 1 + C_2 \frac{a_T W_{зк}}{c_u^2} \right), \qquad (3.20)$$

де $\mathrm{Nu} = \dfrac{\alpha D}{\lambda}$,

$\mathrm{Pe} = \mathrm{Re} \cdot \mathrm{Pr} = \dfrac{WD}{a_T}$ – відповідно добуток чисел Рейнольдса і Прандтля;

$W = \left( c_u^2 + W_{зк}^2 \right)^{\frac{1}{2}}$ – визначальна швидкість.

Чисельні значення коефіцієнтів $C_1$ і $C_2$ Розенбліт визначив експериментально для процесів згоряння – розширення, тому природньо, що вони враховують і вплив випромінювання. Таким чином, вводити в формулу (3.18) складову променевого теплообміну в якості додаткового члена було лишнім. Оскільки в формулі (3.18) відсутні такі параметри, як тиск і температура робочого тіла, значення α можуть бути заниженими (особливо для процесів згоряння-розширення). Поточна температура $T_\infty$ робочого тіла в формулі (3.18) присутня неявно, оскільки коефіцієнт проникнення теплоти $b = \left(\lambda c_p \rho\right)^{\frac{1}{2}}$ залежить від середньої температури граничного шару $T_{ср} = \dfrac{T_\infty + T_w}{2}$, а поточний тиск $p$ використовується при визначенні швидкості $W_{зк}$. Застосовуючи цю швидкість, Розенбліт по суті вводить в α-формулу (3.18) нестаціонарний член $\dfrac{dp}{d\varphi}$, що відрізняє його формулу від розглянутих вище квазістаціонарних α-формул.

При отриманні формули (3.18) автором були реалізовані такі спроби:

– отримання формули для локального коефіцієнта тепловіддачі шляхом введення до її складу локальних значень тангенціальної швидкості;

– врахування існування термічного граничного шару введенням в формулу (3.18) коефіцієнта проникнення теплоти $b = \left(\lambda c_p \rho\right)^{\frac{1}{2}}$, що визначений за термодинамічними параметрами цього шару.

Метод дослідження променевого теплообміну в ДВЗ, запропонований Л. М. Белінкім, у подальшому був розвинений рядом вчених (П. Флін, А. Епплер, С. Батурін). Значний вклад в удосконалення експериментальних методів дослідження радіаційного теплообміну в ДВЗ внесли також А. К. Костін, М. В. Стародомський, Є. А. Максімов, В. В. Вагнер, Б. І. Руднєв та ін. Дослідження цих вчених і створили фактичні передумови для розвитку методів розрахунку променевого теплообміну в камері згоряння поршневих двигунів. Слід відмітити, що заслуга Л. М. Белінкого і його послідовників в тому, що ними була показана неоднорідність температурного поля робочого тіла в просторі камери згоряння і, таким чином, було вказано, що середньооб'ємною температурою $T_\infty$ можна характеризувати теплові процеси всередині циліндра тільки в першому наближені.

Необхідно відмітити, що в наш час α-формули знаходять застосування на практиці і тому не можна вважати, що ці формули мають тільки історичне значення.

Відомий вчений в галузі двигунобудування Герхард Вошні запропонував формулу для розрахунку коефіцієнта тепловіддачі в камері згоряння [10]. Цю формулу в теорії ДВЗ в наш час використовують частіше, ніж інші α-формули оскільки вона більш універсальна. Як і В. Нуссельт і його послідовники, Г. Вошні базувався в своїх дослідженнях на квазістаціонарному представлені процесу. Однак на відміну від своїх попередників він використовував методи теорії подібності. В якості вихідного рівняння Г. Вошні застосував критеріальний вираз:

$$\mathrm{Nu} = C \cdot \mathrm{Re}^m \cdot \mathrm{Pr}^n. \tag{3.21}$$

Швидкість робочого тіла в циліндрі ДВЗ він представив в вигляді суми двох складових:

$$W = C_1 \cdot c_m + C_2 \cdot \Delta p, \tag{3.22}$$

де $C_1$ і $C_2$ – постійні коефіцієнти. В цій формулі перша складова відповідає швидкості переміщення робочого тіла, що викликана рухом поршня, а також вихровим рухом впускного заряду.

При цьому визначаючою величиною є середня швидкість поршня $c_m$. Другою причиною руху робочого тіла в циліндрі є процес згоряння і тому друга складова в (3.22) характеризується перепадом тисків $\Delta p = p - p_0$, який представляє собою різницю між тисками в циліндрі за наявності процесу згоряння і без нього. Тиск $p_0$ поршневого стиску-розширення визначають при роботі ДВЗ в режимі прокрутки або на працюючому двигуні при відімкненій паливоподачі (у випадку дизелю) або свічки запалювання (у випадку бензинового ДВЗ) в досліджуваному циліндрі. Тиски $p$ і $p_0$ є функціями від кута обертання колінчатого валу.

Розглянемо вираз для числа Нуссельта $\mathrm{Nu} = \dfrac{\alpha D}{\lambda}$ і Рейнольдса $\mathrm{Re} = \dfrac{WD}{\nu}$, у яких в якості характерного розміру використовується діаметр $D$ циліндра враховуючи, що число Прандтля постійне (Pr = const), а теплопровідність і динамічна в'язкість як для повітря, так і для продуктів згорання є величинами пропорційними температурі $\left(\lambda \approx T_\infty^{0.75}, \mu \approx T_\infty^{0.62}\right)$, а оскільки $\rho = \dfrac{p}{RT_\infty}$ і $\nu = \dfrac{\mu}{\rho}$, отримаємо з (3.21):

$$\alpha = C \cdot D^{m-1} \cdot T_\infty^{0.75-1.62m} \cdot p^m \cdot W^m.$$

У випадку турбулентного витікання показник степені $m = 0{,}8$ і тому:

$$\alpha = C \cdot D^{-0.2} \cdot T_{\infty}^{-0.546} \cdot p^{0.8} \cdot W^{0.8}. \qquad (3.23)$$

Зрозуміло, що всі постійні коефіцієнти, що використовуються при виведені формули (3.23) характеризуються коефіцієнтом $C$. Чисельні значення цього коефіцієнта, а також коефіцієнтів $C_1$ і $C_2$ з формули (3.22) Вошні визначив на основі багаточисельних дослідів, проведених безпосередньо у двигунах. При цьому основним критерієм оцінки достовірності підібраних значень $C$, $C_1$ і $C_2$ був збіг теплових балансів ДВЗ визначених розрахунком і експериментально.

У подальшому Вошні надав α-формулі (3.23) такий вигляд [11]:

$$\alpha = 0{,}12793 D^{-0.2} T_{\infty}^{-0.53} p^{0.8} \left[ C_1 c_m + C_2 \frac{V_h T_a}{p_a V_a} \left( p - p_0 \right) \right]^{0.8}. \qquad (3.24)$$

Якщо $2C_1 c_m \left( \frac{V_c}{V_\phi} \right)^2 C_3 \geq C_2 \frac{V_h T_a}{p_a T_a} \left( p - p_0 \right)$, то

$$\alpha = 0{,}12793 D^{-0.2} T_{\infty}^{-0.53} p^{0.8} \left\{ C_1 c_m \left[ 1 + 2 \left( \frac{V_c}{V_\phi} \right)^2 C_3 \right] \right\}^{0.8}, \qquad (3.25)$$

де $C_1 = 6{,}18 + 0{,}417 c_u / c_m$ – для процесів газообміну;

$C_1 = 2{,}28 + 0{,}308 c_u / c_m$ – для процесів стискування–згоряння–розширення;

$C_2 = 0{,}00324$ м/(с·К) – для дизелів з безпосереднім вприскуванням і для бензинових двигунів;

$C_2 = 0{,}0062$ м/(с·К) – для дизелів з розділеними камерами згоряння; для ДВЗ з використанням нетрадиційних (теплоізоляційних) матеріалів в камері згоряння $C_2 = 0{,}005 + 2{,}3 \cdot 10^{-5} (T_w - 600)$ м/(с·К) при $T_w > 600$ К; для ДВЗ, що працюють на метанолі за циклом Отто $C_2 = 0{,}004$ м/(с·К); для бензину $C_3 = 0{,}8$; для метанолу $C_3 = 1{,}0$; для дизельного палива $C_3 = 1 - 1{,}2 \exp(-0{,}65 \alpha_в)$.

У цих виразах $D$ вимірюється в метрах, $p$ – в барах, $T$ – в градусах Кельвіна, $V$ – в кубічних метрах, коефіцієнт тепловіддачі α – в Вт/(м$^2$·К).

Розглянемо деякі особливості формули (3.25):

1. На відміну від Нуссельта, котрий виходив з експерименту і не зміг надати формулі (3.9) узагальнений критеріальний вид, Вошні вивів свою формулу за допомогою відомого критеріального виразу з наступним уточненням коефіцієнтів, що до неї входять за даними спеціально поставлених експериментів. Вихідна концепція Вошні полягала в тому, що витікання в циліндрі двигуна було подібне до стаціонарного витікання в трубопроводі. Діаметр трубопроводу був замінений діаметром циліндра двигуна, середня швидкість потоку в трубопроводі – середньою швидкістю руху поршня, а робочому тілу в ДВЗ надавались теплофізичні властивості, характерні для газу в трубопроводі. Так, Вошні для розрахунку нестаціонарного теплообміну в камері згорання використовував теорію подібності.

2. За допомогою емпіричних коефіцієнтів Вошні врахував складний взаємозв'язок між конвективним і променевим теплообміном, не виділяючи останній у вигляді окремої складової, як це робили до нього Нуссельт, Брилінг, а пізніше і Розенбліт. Відмова від традиційної адитивної форми є однією з переваг, що визначають достовірність формули Вошні.

3. На усталених режимах роботи поршневих двигунів коливання температури поверхні стінок камери згоряння відбуваються в досить вузькому діапазоні, причому в порівнянні з діапазоном коливань температури робочого тіла цей діапазон в загальному незначний. Даний факт знайшов відображення в формулі Вошні, оскільки в ній відсутня термобура $T_w$ і визначаючою є середня по об'єму циліндра температура $T_\infty$ робочого тіла. Спроби створення у 80-х роках «адіабатних» двигунів, в яких здійснювалась теплоізоляція камери згоряння, обумовили появу так званого ефекту Вошні згідно якого при підвищенні температури стінки $T_w > 600$ К тепловіддача від газу до стінок в зоні верхньої мертвої точки (ВМТ) усупереч очікуванням збільшується. Відповідна поправка в (3.22) для $T_w > 600$ К була введена після дослідження теплообміну в теплоізольованих двигунах.

4. Відхилення від експериментальних даних при використанні α-формули Вошні найчастіше проявляється у випадку часткових режимів навантаження ДВЗ. В зоні низьких значень середнього індикаторного тиску $p_i$ і в режимі прокрутки питома вага другої складової в (3.22) зменшується, оскільки швидкість руху заряду в циліндрі головним чином залежить від інтенсивності вихрового руху заряду при впуску і швидкості поршня. Для врахування цього фактору в α-формулу був введений член, що враховує $p_i$ [12]:

$$W = C_1 c_m \left[ 1 + 2 \left( \frac{V_c}{V_\varphi} \right)^2 p_i^{-0.2} \right]. \qquad (3.26)$$

У формулі (3.26) замість $p_i$ використовується $C_3$. Відповідно, умова, за якої необхідно використовувати вираз швидкості у вигляді (3.26), запишемо:

$$2C_1 c_m \left(\frac{V_c}{V_\varphi}\right)^2 p_i^{-0,2} \geq C_2 \frac{V_h T_a}{p_a V_a}\left(p - p_0\right). \qquad (3.27)$$

Цю умову Х. Фогель [11] замінив умовою з (3.25), а потім уточнив значення коефіцієнта $C_3$ для різних видів палива. У відповідності з формулою (3.25) у випадку використання бензину і метанолу його значення приймають постійним, а при використанні дизельного палива воно залежить від коефіцієнта надлишку повітря (тобто від навантаження дизелю). Коефіцієнт $C_3$ в цьому випадку не характеризує тепловиділення, не дивлячись на те що воно суттєво залежить від теплоти згоряння палива (тобто від виду палива) і циклової подачі (тобто від $\alpha_н$). З його допомогою в формулі (3.25) враховується теплоізолююча дія шару нагару на поверхні камери згоряння. Ця природна теплоізоляція, що властива двигунам, працюючим на дизельному паливі і бензині, практично, відсутня при застосуванні метанолу в якості палива. Тому максимальне значення коефіцієнта $C_3 = 1$ відповідає метанолу. В дизелях виділення кіптяви тим менше, чим більший $\alpha_н$, що згідно формули (3.25), приводить до збільшення $C_3$, тобто до підвищення коефіцієнта тепловіддачі $\alpha$. При збільшені коефіцієнта надлишку повітря зменшується випромінювання продуктів згоряння в результаті зменшення утворення кіптяви відповідно тепловиділення. В результаті теплове навантаження на поверхнях камери згоряння зменшується, однак в формулі (3.25) це не враховується.

Формулу (3.25) можна застосовувати як для дизелів, так і для двигунів, що працюють за циклом Отто, причому для дизелів враховується форма камери згоряння (дизелі з безпосереднім вприскуванням, вихрові або форкамери), а також вихровий рух повітря в циліндрі.

Формула Вошні отримана за результатами експериментів на дизелях враховує відмінності в інтенсивності руху робочого тіла в окремі періоди робочого циклу, розміри циліндра і додаткову турбулізацію, що обумовлена процесом згоряння, і випромінюванням полум'я.

У спрощеному вигляді вона має вигляд:

$$\alpha_s = 819,5 p_{пр}^{0,8} w^{0,8} D^{-0,2} T^{-0,53}, \qquad (3.28)$$

де $D$ – діаметр циліндра, м;

$p_{пр}$ – поточний тиск в циліндрі при холодній прокрутці валу (без згоряння), МПа;

$w$ – швидкість робочого тіла, м/с.

Швидкість робочого тіла для різних періодів циклу визначають за різними залежностями. В період газообміну $w = 6{,}18c_m$, під час стискування $w = 6{,}18c_m$, а в період згорання і розширення швидкість визначають за формулою:

$$w = 2{,}28c_m + 3{,}24 \cdot 10^{-3} \frac{V_h \cdot T_a}{p_a \cdot V_a}\left(p - p_{пр}\right).$$

Формула та підхід Вошні були піддані критиці і узагальненням особливо при розрахунку теплообміну в впускних і випускних каналах ДВЗ. Так, Г. Хохенберг [13] звернув увагу на те, що в швидкохідних дизелях з безпосереднім вприскуванням в зоні ВМТ підвищується рівень турбулентності заряду, що обумовлено конструкцією камери в поршневі.

На думку Хохенберга, неврахування цього явища і є основним недоліком формули Вошні. Для його подолання він змінив множник, що відповідає швидкості робочого тіла з формули (3.24). В співвідношенні, запропонованому Хохенбергом, процес згоряння враховується тільки наявністю в формулі температури робочого тіла, точніше, $T_{\infty}^{-0,4}$. Хохенберг, як і Вошні, на основі теорії подібності підтверджує необхідність в α-формулі члена $D^{-0.2}$. Однак оскільки діаметр циліндра величина постійна ($D$ = const), то введення її в формулу не відображає вплив змінного в часі об'єму на витікання газу в циліндрі. В якості змінного лінійного розміру він запропонував використовувати діаметр $D_ш$ умовної кулі, об'єм якої чисельно рівний поточному об'єму циліндра $V_φ$, тобто $V_φ = \dfrac{\pi D_ш^3}{6}$.

Замінивши в формулі $D^{-0,2} = \text{const}$ на $D_ш^{-0,2} = CV_φ^{-0,666}$, що враховує зміну об'єму циліндра залежно від кута обертання колінчатого валу Хохенберг представив її в вигляді:

$$\alpha = C_1 V_φ^{-0,666} p^{0,8} T_{\infty}^{-0,4} \left(c_m + C_2\right)^{0,8}, \qquad (3.29)$$

де для дизелів з безпосереднім вприскуванням $C_1 = 130$ і $C_2 = 1{,}4$.

Формули Вошні і Хохенбеога не придатні для розрахунку теплових процесів в двотактних тихохідних дизелях.

Т. Булаті [14] встановив, що для довгохідних двотактних двигунів при використанні формули Вошні втрати теплоти через стінку циліндра завищенні в порівнянні з експериментом і доповнив її новими членами, в яких враховується вплив відношення *S/D* і зміну числа Прандтля на робочий процес.

Формули (3.10) – (3.29) дозволяють отримати миттєве значення коефіцієнта тепловіддачі. Кількість теплоти, передана газом стінкам за час $\tau_0$, визначається за формулою:

$$Q = \tau_0 \cdot \bar{\alpha} \cdot F\left(\bar{T} - \bar{T}_w\right), \tag{3.30}$$

де $\bar{\alpha}\dfrac{1}{\tau_0}\int_0^{\tau_0} \alpha \cdot dt$ – середній еквівалентний коефіцієнт тепловіддачі;

$\bar{T} = \dfrac{\int_0^{\tau_0} \alpha \cdot t \cdot dt}{\int_0^{\tau_0} \alpha \cdot dt}$ – середня еквівалентна температура газів;

$\bar{T}_w \approx T_w$ – середня еквівалентна температура стінок.

Середня еквівалентна температура газів вища за середнє інтегральне значення температури за цикл $T_{ср} = \dfrac{1}{\tau_0}\int_0^{\tau_0} T \cdot dt.$

Для чотиритактних дизелів: $\bar{T} = T_{ср} + \left(0,6...0,8\right) \cdot \left(T_{ср} - 273\right)$, для двотактних дизелів $\bar{T} = T_{ср} + \left(0,4...0,6\right) \cdot \left(T_{ср} - 273\right)$. Зі зменшенням навантаження відношення $\dfrac{\bar{T}}{T_{ср}}$ збільшується.

Зазвичай значення $\bar{T}$ і $\bar{\alpha}$ визначають за експериментальними індикаторними діаграмами або за даними моделювання робочого процесу.

## 3.2 Теплообмін у порожнинах рідинного охолодження ДВЗ

У порожнинах рідинного охолодження ДВЗ можливі три режими теплообміну: вимушена конвекція; загальмоване поверхневе кипіння; розвинене кипіння. Теплообмін при вимушеній конвекції описується звичай-

ними залежностями для конвективної тепловіддачі, знайти які можна, наприклад у [8]. Інтенсивність теплообміну при кипінні залежить від стану поверхні (виду обробки, чистоти, наявності відкладень), теплофізичних властивостей рідини і матеріалу деталей.

За відсутності поверхневого кипіння на охолоджувальній поверхні гільз циліндрів коефіцієнти тепловіддачі можна наближено розрахувати за формулою Г. В. Розенбліта:

$$\alpha_s = \frac{C w_n^{0,41} w_{віб}^{0,23}}{\rho^{0,32} d_e^{0,36}}. \qquad (3.31)$$

де $w_n$ – швидкість потоку охолоджувальної рідини;

$w_{віб}$ – амплітудна швидкість вібрації гільзи циліндра, яку можна визначити за емпіричною формулою:

$$w_{віб} = 8,34 \cdot 10^{-10} \left(\frac{2n}{\tau}\right)^3 + 7,25 \cdot 10^{-6} \left(\frac{2n}{\tau}\right)^2 - 13,85 \cdot 10^{-3} \left(\frac{2n}{\tau}\right) + 0,54.$$

де $\tau$ – число тактів в циклі двигуна.

$\rho$ – густина охолоджувальної рідини;

$d_e = d_2 - d_1$ – еквівалентний діаметр кільцевої щілини каналу охолоджувача; $d_1$ – зовнішній діаметр гільзи, $d_2$ – внутрішній діаметр сорочки охолодження циліндра;

$C = 61,5$ – для гільз циліндрів, запресованих у блоки циліндрів;

$C = 33,8$ – для циліндрових втулок з напресованими на них сорочками охолодження.

Для оцінки інтенсивності теплообміну при загальмованому поверхневому кипінні на кришці блоку циліндрів використовується залежність:

$$\mathrm{Nu} = 0,45 \cdot 10^{-2} K_\phi^{0,4} \mathrm{Pe}''^{0,7} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,5} \mathrm{Pr}^{0,3}, \qquad (3.32)$$

де $\mathrm{Pe}'' = \dfrac{q \cdot \overline{l}}{r \cdot \rho \cdot a_T}$ – модифіковане число Пекле;

$r$ – прихована теплота пароутворення;

$\overline{l}$ – відривний діаметр бульбашки пари;

$\rho$ – густина пароподібного холодагента;

$a_T$ – коефіцієнт температуропровідності пароподібного холодагента;

$K_\phi = r \cdot c_p\,(T_s - T_n)$ – критерій фазового перетворення;

$p$ – тиск в системі охолодження; $p_0$ – барометричний тиск;

Pr – число Прандтля для рідкого холодагента;

$T_s$ – температура насичення холодагента при тиску $p$;

$T_n$ – температура потоку холодагента.

Для оцінки інтенсивності теплообміну при загальмованому поверхневому кипінні на гільзі циліндра використовується залежність:

$$\mathrm{Nu} = 1{,}2 \cdot 10^{-2} K_\phi^{0,4} \mathrm{Pe}''^{0,7} \left(\frac{d_2}{d_e}\right)\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,5} \mathrm{Pr}^{0.3}. \qquad (3.33)$$

Оскільки режим тепловіддачі на різних ділянках охолоджуваної поверхні заздалегідь невідомий, оцінку інтенсивності теплообміну виконують в декілька наближень з одночасним розрахунком поля температур охолоджуваних деталей.

## 3.3 Теплообмін у системі охолодження двигуна

В Україні автомобільний парк експлуатується у складних кліматичних умовах, у т. ч. в теплий період року при високій температурі атмосферного повітря та низькій відносної вологості. При цьому необхідні техніко-експлуатаційні показники автомобілів, що відповідають технічним умовам на їхнє створення, забезпечуються конструкцією вузлів, систем і агрегатів автомобіля, у т. ч. двигуном внутрішнього згоряння, тепловий режим якого, а значить його надійність і економічність, визначає охолоджуючий пристрій. Саме він повинен забезпечувати економічний тепловий режим ДВЗ і не допускати його перегріву, і в той же час охолоджуючий пристрій повинен бути малогабаритним, мати мінімальні витрати дорогих кольорових металів на виготовлення радіаторів і потужності на привід вентиляторів.

В Україні максимальна температура повітря в літній період досягає +39 °С, а на півдні і південному сході країни – +41 °С. Мінімум відносної вологості в літній період на більшій частині території України спостерігається в травні – липні і досягає 30 %.

У зв'язку з постійним підвищенням енергонасиченості автомобілів, а також ростом цін на дорогі кольорові метали і паливо проблеми зменшення витрат на виготовлення теплообмінних апаратів і витрати палива при експлуатації автомобілів щорічно здобувають усе більш актуальне значення. Тому системи охолодження двигунів автомобілів, які експлуатуються на території України, повинні забезпечувати надійну їхню роботу при температурі навколишнього середовища та вологості, при мі-

німальних габаритах і витратах потужності на роботу охолоджуючого пристрою. При розрахунках охолоджуючого пристрою для легкового автомобіля існує декілька розрахункових режимів руху. Найменш сприятливим є режим міського руху повністю завантаженого автомобіля на дорожньому підйомі зі швидкістю 20 км/год, яка обмежується транспортним потоком. Цей режим зазвичай і приймається при розрахунках системи охолодження. Однак в експлуатації спостерігаються випадки зупинки автомобілів через перегрів ДВЗ. Це свідчить про те, що потрібно більш ретельне дослідження причини зниження теплопередачі в радіаторах і погіршення роботи вентиляторів.

Таким чином, задача підвищення техніко-експлуатаційних характеристик автомобіля удосконаленням основного елемента охолоджуючого пристрою двигуна – блока «радіатор–вентилятор» є актуальною.

Підвищення техніко-експлуатаційних характеристик автомобіля досягають удосконаленням блоку «радіатор–вентилятор» системи охолодження двигуна шляхом вибору раціональних параметрів його конструкції і режимів роботи (радіатора, вентилятора й інших елементів).

Великий внесок у дослідження з вибору раціональних параметрів конструкції та режимів роботи системи охолодження ДВЗ зробили вчені: Л. А. Аверкієв, В. І. Богданов, І. В. Брусиловський, В. В. Бурков, А. К. Дрейцер, В. М. Дьяченко, Є. В. Дубровський, В. І. Євенко, В. П. Єпіфанов, В. Кейс, Ю. Г. П. Панкратов, Н. І. Панов, Р. М. Петриченко та інші.

Для розширення функціональних можливостей дослідження і підвищення техніко-експлуатаційних характеристик автомобіля шляхом удосконалення блоку «радіатор–вентилятор» системи охолодження двигуна внутрішнього згоряння нами розроблено стенд у якому застосування додаткового потужного вентилятора з регулюванням руху повітря за трьома швидкостями, розташованого перед радіатором автомобіля, дозволяє забезпечити дослідження блоку «радіатор–вентилятор» системи охолодження ДВЗ в режимі руху повністю завантаженого автомобіля на дорожньому підйомі зі швидкістю до 20 км/год, що обмежується транспортним потоком.

Крім того, нагрів охолоджуючої рідини, в якості якої використовується антифриз G11 відбувається за рахунок роботи реального ДВЗ автомобіля на різних режимах.

### *3.3.1 Схема експериментальної установки, опис її роботи*

Дослідна установка на базі системи охолодження ДВЗ автомобіля для дослідження блока «радіатор–вентилятор» цієї системи, схема якої зображена на рис. 3.4, складається з радіатора опалення 1; масляного

теплообмінника 2; розширювального бачка 3; верхнього трубопроводу радіатора 4; нижнього трубопроводу радіатора 5; радіатора 6; водяного насоса 7; блока циліндрів двигуна 8; вентилятора радіатора з віскомуфтою 9; термостата 10; додаткового високопродуктивного підлогового трьохшвидкісного вентилятора (TURBO 451N PLUS) 11, потужністю 120 Вт та максимальною швидкістю на виході 4,5 м/с; водяного лічильника 12; манометра 13; чотириканального термометра (NKTECH MPR-9815) 14.

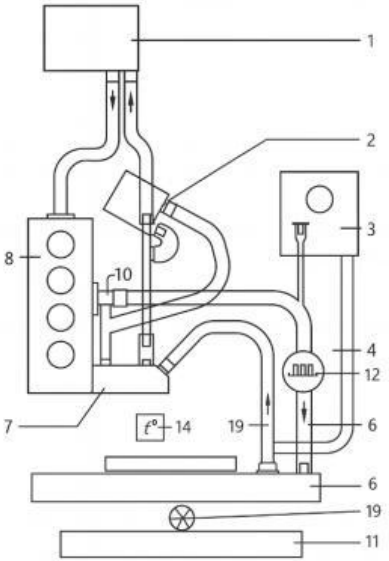



**Рис. 3.4 – Схема установки для дослідження системи охолодження ДВЗ**

На рис. 3.5 наведена схема монтажу температурних датчиків на корпусі експериментального стенду.

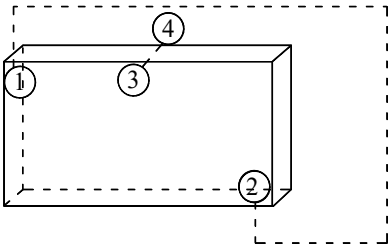



**Рис. 3.5 – Схема встановлення температурних датчиків на стенді:**
**1, 2 – датчики холодоагенту відповідно на вході і на виході з радіатора;**
**3, 4 – датчики потоку повітря відповідно**
**з внутрішньої і зовнішньої сторін поверхні радіатора**

### *3.3.2 Опис експериментального стенда*

Стенд для дослідження блока «радіатор–вентилятор» системи охолодження двигуна внутрішнього згоряння герметичного типу на базі автомобіля містить водяний насос 7 з приводом від допоміжного привідного ременя, вентилятора радіатора з віскомуфтою 9, радіатора 6, розширювального бачка 3, термостата 10, водяного лічильника 12, манометра 13, чотириканального термометра 14 та радіатора опалення 1, а також трубопроводи 4 та 5 і перемикачі. Після увімкнення холодного двигуна охолоджуюча рідина циркулює навкруги головки і блока циліндрів. Нагріта охолоджуюча рідина подається водяним насосом 7 до радіатора опалення 1. Оскільки охолоджуюча рідина при нагріванні розширюється, то підвищується її рівень у розширювальному бачку 3. Подача охолоджуючої рідини через радіатор не відбувається – це забезпечує закритий термостат 10. Після того як охолоджуюча рідина досягне певної температури, термостат відкривається і нагріта охолоджуюча рідина проходить по трубопроводу до радіатора 6.

При проходженні охолоджуючої рідини через радіатор відбувається її охолодження зовнішнім повітрям. Віскомуфта вентилятора радіатора вмикається в залежності від температури повітря за радіатором. При досягненні певної температури відкривається клапан у муфті і віскомуфта приводить в рух крильчатку вентилятора 9. Якщо температура охолоджуючої рідини знаходиться в межах від +92 °С до + 98 °С термодатчик вмикає першу ступінь вентилятора радіатора 9 і вентилятор обертається з меншим числом обертів.

Після досягнення температури охолоджуючої рідини в межах від +99 °С до + 105 °С термодатчик вмикає вентилятор радіатора на другу ступінь і вентилятор обертається з максимальною кількістю обертів. На цьому режимі роботи ДВЗ з допомогою чотириканального термометра NKTECH MPR-9815 вимірюються температури в чотирьох точках на вході і на виході охолоджуючої рідини і потоку повітря через радіатор (див. рис. 3.5). При цьому з допомогою манометра 13 вимірюється тиск охолоджуючої рідини на вході в радіатор.

Для моделювання режиму руху завантаженого автомобіля на дорожньому підйомі зі швидкістю до 20 км/год, що обмежується транспортним потоком, вмикається додатковий високопродуктивний підлоговий трьохшвидкісний вентилятор (TURBO 451 N PLUS) 11 потужністю 120 Вт з максимальною швидкістю на виході 4,5 м/с і за різних швидкостей набігаючого потоку повітря за допомогою чотириканального термометра NKTECH MPR-9815 вимірюються температура в чотирьох точках на вході і на виході охолоджуючої рідини, і потоку повітря через радіатор (рис. 3.6), а також тиск охолоджуючої рідини на вході в радіатор.

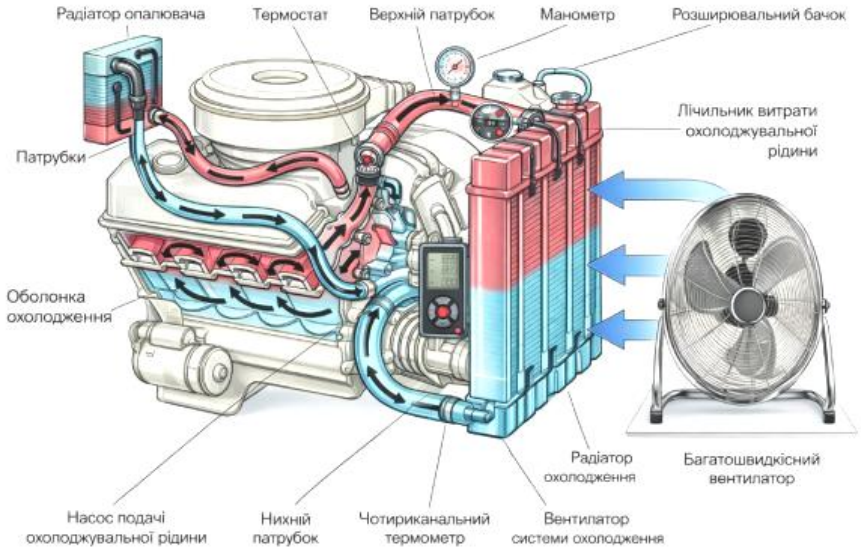



**Рис. 3.6 – Стенд для дослідження параметрів системи охолодження двигуна внутрішнього згоряння**

Удосконалений стенд для дослідження блока «радіатор–вентилятор» системи охолодження двигуна внутрішнього згоряння дає можливість використати отримані експериментальні результати для теплового конструктивного розрахунку радіатора з метою оцінки ефективності його роботи на різних режимах роботи двигуна. Результати експериментів, виміри і розрахунки заносять у табличну форму (табл. 3.1).

**Таблиця 3.1 – Експериментальні і розрахункові дані**

| Режим | Температура згідно схеми встановлення датчиків, °С | | | | Тиск антифризу, бар | Витрата антифризу, $м^3/с, \cdot 10^{-4}$ | Коефіцієнт теплопередачі радіатора, $Вт/(м^2 \cdot К)$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | | | |
| I | | | | | | | |
| II | | | | | | | |
| III | | | | | | | |
| IV | | | | | | | |

### *3.3.3 Радіатор автомобіля, конструкція і тепловий розрахунок*

Радіатор – охолоджувач нагрітої рідини – складається з верхнього і нижнього бачків, серцевини, деталей кріплення (можливе бічне розташування бачків). Його конструктивна схема наведена на рис. 3.7.

**Рис. 3.7 – Радіатор автомобіля**

Серцевина радіатора може бути трубчато-пластинчастою, трубчато-стрічковою, стільниковою (переважно застосовують трубчасті).

Система охолодження забезпечує оптимальну температуру роботи двигуна. Без такого «кондиціонера» автомобіль далеко не поїде: мотор без охолодження перегрівається і виходить з ладу. Для нормальної роботи двигуна потрібно забезпечити адекватний тепловий режим.

У системі охолодження радіатор двигуна виконує роль основного теплообмінника: по його трубках проходить нагрітий антифриз, охолоджуючись потоком повітря. Для цієї мети радіатор розміщують в передній частині кузова, відразу за радіаторними гратами, де можна використати зустрічний потік повітря при русі. А для випадків, коли машина рухається повільно, за радіатором встановлюється вентилятор, що забезпечує примусове обдування. Таким чином, антифриз, проходячи через «стільники», охолоджується до температури 80–90 °С, що забезпечує оптимальну роботу двигуна (див. рис. 3.8).

У перших автомобілях використовувалася система охолодження з природною конвекцією: нагрітий антифриз (тоді застосовували просту воду) проходив по своєму шляху і за рахунок різниці температури: (гаряча вода має меншу щільність, а холодніша – більшу) та за рахунок різниці густини рідини, антифриз вільно переміщувався системою.

У наш час, з розвитком швидкостей руху і навантажень на двигун, збільшується і потреба в охолодженні, тому антифриз циркулює за допомогою насоса, що забезпечує швидкість пересування по системі.

Змінився і радіатор охолодження двигуна: окрім трубок, на нім з'явилися і ребра (пластинки) для якіснішого теплообміну.

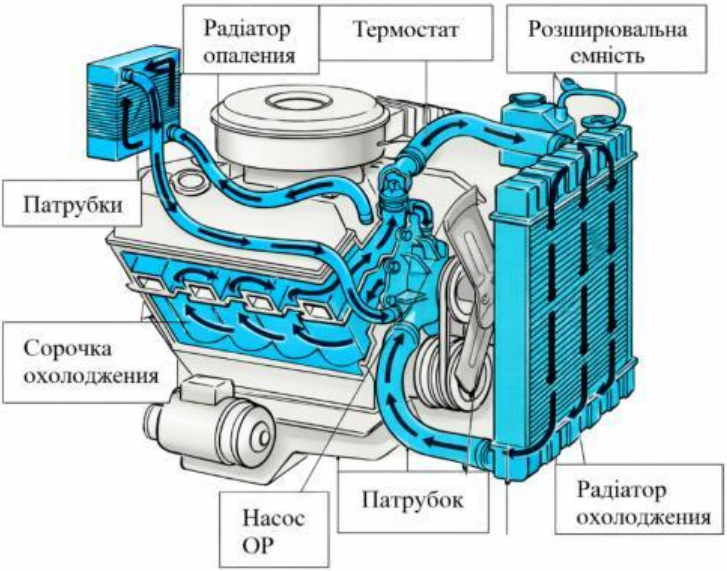



**Рис. 3.8 – Система охолодження двигуна**

Сам принцип залишився тим самим: гарячий антифриз поступає у верхню частину радіатора, опускається вниз, охолоджуючись при цьому, і знову поступає в систему охолодження (рис. 3.9).

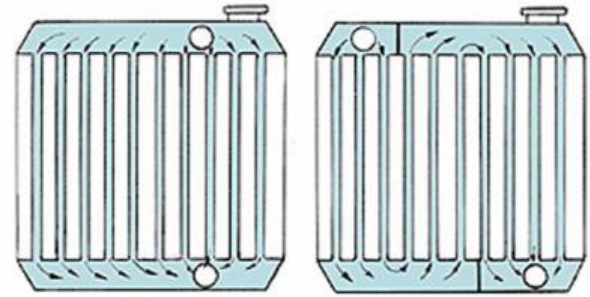


**Рис. 3.9 – Схема потоків рідини в радіаторі: одноходовий (звичайний) – ліворуч, триходовий – праворуч**

### *3.3.4 Види радіаторів*

Радіатори відрізняються методом складання, матеріалом корпусу і додаткових компонентів. У перших радіаторах компоненти з'єднувалися

механічним шляхом. Таке складання досить дешеве за собівартістю: для процесу не треба ні дороге устаткування, ні особливі технологічні потужності. Слабкою ланкою таких радіаторів були стики: були потрібні прокладення ущільнювачів, стійкі до антифризу і перепадів температур. У перших моделях трубки були круглими в перерізі; недорогими, але такими, що мають недостатній коефіцієнт тепловіддачі. Надалі радіатори стали виготовляти з овальних (сплюснутих) в перерізі трубок, які за рахунок більшої площі набагато краще охолоджували антифриз.

Наступне покоління радіаторів – мідні паяні, дорожчі в порівнянні зі збірними, але при цьому міцніші і краще віддають теплоту. До того ж в зварних радіаторах не потрібні прокладки окрім місць з'єднання металевої частини з пластиковим бачком. Ще одним плюсом мідних конструкцій є можливість їх ремонтувати: ушкодження можна запаяти і використати радіатор далі. У зв'язку з подорожчанням міді виробники стали використовувати дешевший алюміній.

Алюмінієві зварні – суцільнометалеві, із застосуванням новітніх методів зварювання, дуже міцні і надійні. Недолік такого радіатора можна побачити тільки в порівнянні з мідним: все-таки алюміній гірше віддає тепло, але за рахунок площі охолодження нові радіатори цілком справляються з покладеним на них завданням.

Нині практично усі радіатори, що випускаються, виготовляються з алюмінію, оскільки ціни на мідь ростуть, а це призводить до нерентабельності цього матеріалу. Алюмінієві радіатори відрізняються високою міцністю, що дозволяє ставити їх в автомобілі з потужними двигунами, але при цьому складно ремонтуються: аргонове зварювання, необхідне для запаювання пробоїн і тріщин, може виявитися неефективним, оскільки у трубок товщина стінок менше 1 мм. Схеми таких радіаторів наведені на рис. 3.10.

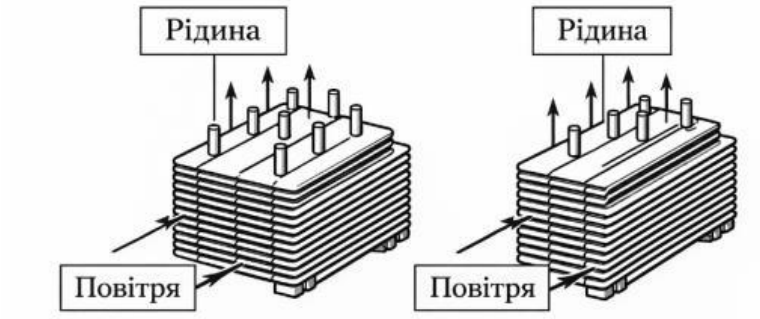



**Рис. 3.10 – Схема трубчато-пластинчатого двохрядного (зліва) і трубчато-стрічкового трирядного (справа) радіаторів**

### *3.3.5 Конструкція радіатора*

Основними елементами радіатора є бачки і сполучні трубки, що знаходяться між ними. Бачки радіатора можуть розташовуватися з боків або згори і знизу, залежно від моделі. Антифриз поступає в радіатор згори і, опускаючись вниз, охолоджується.

Бачки робляться як пластиковими, так і металевими. Пластик легший і дешевший, але при ушкодженні вже не ремонтується. А метал, хоч має більш високу вартість, при необхідності можна «реанімувати» – заварити чи запаяти тріщину або пробитий отвір (рис. 3.11).

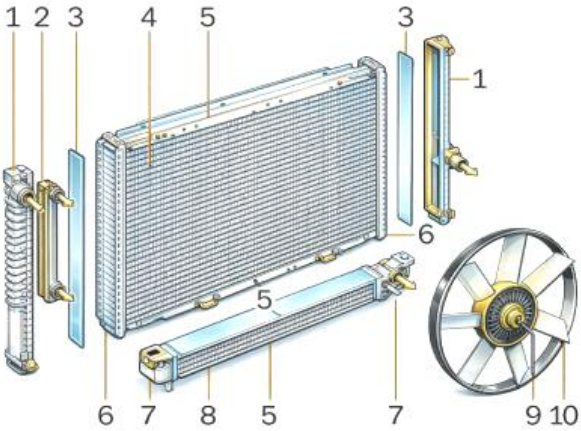



**Рис. 3.11 – Конструкція радіатора :**
**1 – бачок радіатора; 2 – охолоджувач рідини АКПП; 3 – прокладка; 4 – радіатор системи охолодження; 5 – бічна сполучна скоба; 6 – основа каркаса; 7 – бачок мастильного радіатора; 8 – мастильний радіатор; 9 – віскомуфта вентилятора; 10 – вентилятор**

Для поліпшення теплообміну між трубками розташовуються додаткові елементи – пластини (у старих моделях) або алюмінієві гофровані смужки-стрічки (у сучасних радіаторах). Саме стрічкова конструкція поєднує в собі міцність і хорошу тепловіддачу, так що більшість радіаторів виготовляються за цією технологією.

Залежно від конструкції, радіатор системи охолодження може доповнюватися окремим відсіком для охолодження мастила автоматичної коробки перемикання передач (АКПП) – така система дозволяє ефективно використати обдування радіатора, виконуючи дві функції одночасно. У технічних характеристиках зазвичай вказано, призначений радіатор для додаткового охолодження трансмісійної олії, або на АКПП доведеться встановлювати окреме охолодження.

Система охолодження сама по собі відмінно продумана і не вимагає додаткових маніпуляцій. Термостат відстежує температуру, розподільний клапан регулює напрям потоку охолоджувальної рідини, а розширювальний бачок перешкоджає заповітрюванню системи. Але в жару, та ще і під навантаженням, двигун все одно може перегрітися, якщо охолодження недостатньо добре працює.

Ефективність охолодження залежить від:

– конструкції радіатора: кількість рядів, форма трубок, структура. Як правило, радіатори виготовляють двох- або трирядними, залежно від вільного місця в просторі під капотом. Зрозуміло, що чим більше рядів – тим краще охолодження, але і вага, і товщина радіатора буде відповідно більша. Форма трубок давно вже виготовляється овальною (сплюснутою), такою, що забезпечує якісніше обдування повітрям, тобто і охолодження. І, звичайно, гофра з тонкого металу, що допомагає відводити теплоту, теж має значення: трубчато-пластинчаті радіатори поступово відходять в минуле, поступаючись місцем трубчато-стрічковим;

– додаткового обдування вентилятором. «Карлсон», як його називають автолюбителі, виготовляється з електричним приводом, оснащеним функцією вмикання при підвищенні температури антифризу. Таким чином, додаткове охолодження однаково ефективно працює і на заміській дорозі, і в міських заторах;

– чистоти. Встановлений перед автомобілем, радіатор збирає на себе увесь зустрічний бруд: пил, дрібні камінчики, вихлоп автомобілів, що їдуть попереду, водяні бризки, мух і метеликів, сухі листочки. Якщо не стежити за чистотою радіатора, шар бруду на нім досягає кількох сантиметрів, що ніяк не сприяє ефективному охолодженню. Фахівці рекомендують періодично очищати грати радіатора від сміття самостійно або в автосервісі.

### *3.3.6 Тепловий розрахунок радіатора автомобіля*

Тепловий конструктивний розрахунок радіаторів виконують з метою визначення площі поверхні теплообміну і кількості переданої теплоти.

У загальному випадку рівняння теплового балансу теплообмінного апарата має вид:

$$Q_V = Q_W + \Delta Q, \tag{3.34}$$

де $Q_V$ – кількість теплоти, що віддається гарячим теплоносієм за одиницю часу, Вт;

$Q_W$ – кількість теплоти, що сприймається холодним теплоносієм за одиницю часу, Вт;

$\Delta Q$ – теплові втрати в навколишнє середовище, Вт.

Теплові втрати $\Delta Q$ залежать від режиму роботи теплообмінного апарата, його конструкції і якості теплової ізоляції. Величину теплових втрат розраховують індивідуально для кожного теплообмінника.

Теплову потужність теплообмінного апарата визначаємо з рівняння теплового балансу з урахуванням теплових втрат у навколишнє середовище:

$$Q = \eta_{T.B} G_V c_{pV} \left(T_{V.BX} - T_{V.BИХ}\right) = G_W c_{pW} \left(T_{W.BИХ} - T_{W.BX}\right), \qquad (3.35)$$

де $\eta_{T.B}$ – коефіцієнт теплових втрат, який дорівнює 0,95…0,98;

$G_V$, $G_W$ – масові витрати відповідно антифризу і повітря, кг/с;

$c_{pV}$, $c_{pW}$ – масові ізобарні теплоємності відповідно антифризу і повітря, Дж/кг·К;

$T_{V.BX}$, $T_{W.BX}$ – температури на вході теплообмінника відповідно антифризу та повітря;

$T_{V.BИХ}$, $T_{W.BИХ}$ – температури на виході теплообмінника відповідно антифризу і повітря.

Теплофізичні властивості антифризу визначають з таблиці 3.2.

**Таблиця 3.2 – Теплофізичні властивості антифризу марки G11**

| Температура, $T$, К | Густина, ρ, кг/м$^3$ | Масова ізобарна теплоємність, $c_p$, Дж/кг·К | Коефіцієнт теплопровідності, λ, Вт/(м·К) |
|---|---|---|---|
| 213 | 1143 | 2390 | 0,315 |
| 233 | 1129 | 2542 | 0,317 |
| 273 | 1102 | 2847 | 0,329 |
| 293 | 1089 | 2999 | 0,337 |
| 313 | 1076 | 3151 | 0,343 |
| 333 | 1062 | 3303 | 0,359 |
| 353 | 1048 | 3455 | 0,361 |
| 373 | 1034 | 3608 | 0,363 |
| 393 | 1011 | 3760 | 0,362 |

Енергетичні параметри є важливими параметрами повітря. Повна теплоємність вологого повітря – сума теплоємності сухого повітря та водяної пари:

$$C = C_{с.пов} + C_{в.п}. \qquad (3.36)$$

Питому теплоємність зазвичай відносять до 1 кг сухого повітря.

Для наближених термодинамічних розрахунків приймають:

$$c_p = 1{,}006 \text{ кДж/(кг·К)}.$$

Як і у випадку з густиною, зміною теплоємності нехтуємо і приймаємо, що теплоємність вологого повітря дорівнює теплоємності сухого повітря.

При допущенні незначної кількості теплових втрат рівняння теплового балансу приймає вигляд:

$$Q_V = Q_W = Q, \tag{3.37}$$

де $Q$ – теплова потужність теплообмінного апарата, Вт. Теплову потужність теплообмінного апарата розраховують за формулою:

$$Q = c_p \cdot \delta h, \tag{3.38}$$

де $G$ – витрата теплоносія, кг/с;

$\delta h$ – зміна питомої ентальпії, Дж/кг.

Зміну питомої ентальпії визначають за формулою для однофазних теплоносіїв:

$$\delta h = c_p \cdot \delta T, \tag{3.39}$$

де $c_p$ – питома ізобарна теплоємність, Дж/(кг·К);

$\delta T$ – зміна температури однофазного теплоносія.

Об'ємну витрату антифризу можна визначити з допомогою водяного лічильника.

Швидкість антифризу визначають за формулою:

$$w_V = \frac{V_1}{f_V}, \tag{3.40}$$

де $V_1$ – об'ємна витрата антифризу, м$^3$/с;

$f_V$ – площа прохідного перерізу радіатора з боку антифризу.

Площу прохідного перерізу радіатора з боку антифризу розраховують за формулою (див. рис. 3.12):

$$f_V = \left[ l_{TP} \cdot \left( D - 2\delta_{CT} \right) + \frac{\pi d_{TP}^2}{4} \right] \cdot n_{TP}, \tag{3.41}$$

де $n_{TP}$ – кількість плоско-овальних трубок для проходження антифризу.

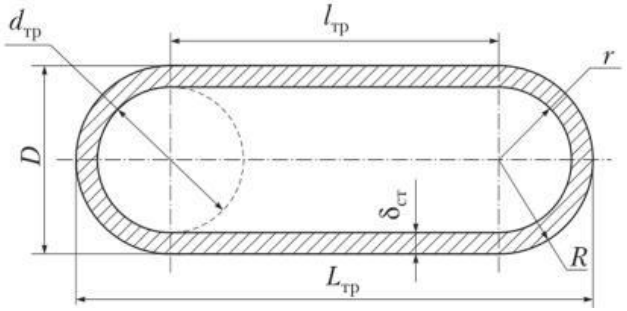



**Рис. 3.12 – Схема охолоджуючої трубки (розрахункові розміри)**

Коефіцієнти тепловіддачі з боку гарячого $\alpha_1$ і з боку холодного $\alpha_2$ теплоносіїв знаходять за емпіричними критеріальними формулами, залежно від виду теплообміну (вільна або вимушена конвекція), характеру течії, режиму течії (ламінарний, перехідний, турбулентний), розташування поверхні нагрівання (горизонтальне або вертикальне).

Для визначення режиму течії теплоносія розраховують критерій Рейнольдса за формулою:

$$\mathrm{Re}_V = \frac{w_V d_{екв}}{\nu_V}, \tag{3.42}$$

де $w_V$ – швидкість руху антифризу, м/с;

$d_{екв}$ – еквівалентний діаметр, м;

$v_v$ – кінематичний коефіцієнт в'язкості антифризу м$^2$/с;

$$d_{екв} = \frac{4F_{TP}}{P_{TP}}, \tag{3.43}$$

де $F_{TP}$ – площа трубки в поперечному перерізу по внутрішній стороні;

$P_{TP}$ – периметр поверхні трубки по внутрішній стороні.

У конструкціях радіаторів охолодження антифризу двигунів тракторів і автомобілів ряд елементів радіатора (трубки, параметри пластин і стрічок) є уніфікованими і застосовуються при створенні нових радіаторів. При розрахунку радіаторів геометричні параметри трубок (див. рис. 3.9) задаються за відомими аналогами, що застосовуються.

Після підстановки у формулу (3.43) геометричних параметрів стандартної плоско-овальної трубки отримаємо наступний вираз:

$$d_{екв} = \frac{2r\left(\pi + \frac{2l_{TP}}{r}\right)}{\pi + \frac{l}{r}}, \qquad (3.44)$$

У радіаторах з плоско-овальними трубками швидкість антифризу при температурі 89...95 °С складає 0,18...0,3 м/с.

Коефіцієнт тепловіддачі від рідини до стінки трубок трубчато-пластинчатих і ребристих радіаторів за цих умов можна підрахувати за відомою формулою Крауссольда [33]:

$$\alpha_V = 0,024 \frac{\lambda_V}{d_{екв}} \mathrm{Re}_V^{0.8} \mathrm{Pr}_V^{0.3}, \qquad (3.45)$$

де $\lambda_V$ – коефіцієнт теплопровідності антифризу;

$d_{екв}$ – еквівалентний діаметр трубки по внутрішній стороні;

$\mathrm{Re}_V$ – число Рейнольдса для потоку антифризу у трубках радіатора;

$\mathrm{Pr}_V$ – число Прандтля для потоку антифризу у трубках радіатора.

Критерій Прандля для умов теплообміну в радіаторі визначають за формулою:

$$\mathrm{Pr}_V = 3600 \frac{\nu_V c_{pV} \rho_V}{\lambda_V}. \qquad (3.46)$$

Залежно від режиму течії антифризу всередині трубок при розрахунку коефіцієнта тепловіддачі використовується певне критеріальне рівняння. Для випадку турбулентної течії теплоносія всередині труб ($\mathrm{Re}_V = 1 \cdot 10^4 \ldots 5 \cdot 10^6$, $\mathrm{Pr}_V = 0,6 \ldots 2500$) критеріальне рівняння має вид [15]:

$$\mathrm{Nu}_V = 0,021 \mathrm{Re}_V^{0.8} \mathrm{Pr}_V^{0.43} \left(\frac{\mathrm{Pr}_V}{\mathrm{Pr}_{CT}}\right)^{0,25} \varepsilon_l. \qquad (3.47)$$

Формула описує середню тепловіддачу в прямих гладких трубах при ($l/d$) > 50, поправковий множник $\varepsilon_l$ в цьому випадку дорівнює 1. За визначаючу температуру прийнята середня температура рідини в трубі, а за визначаючий розмір – еквівалентний внутрішній діаметр. Число $\mathrm{Pr}_{CT}$ вибирається за середньої температури стінки.

Для коротких труб значення поправкового множника $\varepsilon_l$ залежить від відношення $l/d$ і значення $\mathrm{Re}_V$ (табл. 3.3).

**Таблиця 3.3 – Числові значення коефіцієнта $\varepsilon_l$**

| $Re_1$ | $l/d$ | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 1 | 2 | 5 | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 |
| $1\cdot10^4$ | 1,65 | 1,50 | 1,34 | 1,23 | 1,13 | 1,07 | 1,03 | 1 |
| $2\cdot10^4$ | 1,51 | 1,40 | 1,27 | 1,18 | 1,10 | 1,05 | 1,02 | 1 |
| $5\cdot10^4$ | 1,34 | 1,27 | 1,18 | 1,13 | 1,08 | 1,04 | 1,02 | 1 |
| $10\cdot10^4$ | 1,28 | 1,22 | 1,15 | 1,10 | 1,06 | 1,03 | 1,02 | 1 |

Температуру стінки визначають за методом послідовних наближень. Орієнтовно середню температуру стінки можна визначити за формулою:

$$T_{CT} = 0{,}5\left(T_V + T_W\right), \tag{3.48}$$

де $T_V$ і $T_W$ відповідно середні температури гарячого і холодного теплоносіїв.

За загальними формулами розраховують коефіцієнт тепловіддачі і коефіцієнт теплопередачі. При цьому також оцінюють окремі термічні опори.

Визначають $T_{CT}$, яка відповідає умовам стаціонарного режиму роботи апарата, тобто умовам, за яких густина теплового потоку від стінки теплообмінника до середовища, яке омиває стінку, дорівнює густині теплового потоку від гарячого теплоносія до холодного. Математично ці умови записують у вигляді:

$$\alpha_V \left(T_{CT} - T\right) = \pm k\Delta T_{cp}, \tag{3.49}$$

звідки

$$T_{CT} = T \pm \frac{k\Delta T_{CP}}{\alpha_V}, \tag{3.50}$$

де $T$ – середня по поверхні температура середовища.

Розрахунок вважають завершеним, коли $T_c$, узята під час визначення $\alpha$ і визначена з попереднього рівняння збігаються. Допустима похибка складає від 5 % до 7 %.

Масову витрату повітря визначають за формулою:

$$G_W = \rho_W f_W w_W, \tag{3.51}$$

де $\rho_W$ – густина повітря, кг/м$^3$;

$f_W$ – площа прохідного перерізу з боку повітря;

$w_W$ – середня швидкість повітря.

Як визначаючу температуру прийняти середню температуру повітря, $T_0$.

Швидкість повітря перед фронтом радіатора визначається за об'ємною витратою повітря $V_2$ і фронтальною площиною поверхні радіатора $A_{ФП} = bl_p$:

$$w_W = \frac{V_W}{b \cdot l_p}, \tag{3.52}$$

Об'ємну витрату повітря визначають з рівняння теплового балансу (3.35).

З поперечного перерізу радіатора визначають поперечний і поздовжній крок, а також коефіцієнт «живого» перерізу.

Коефіцієнт живого перерізу β визначається як відношення площі живого перерізу $A_P$ по повітрю до фронтальної площі поверхні радіатора $A_{ФП}$:

$$\beta = \frac{A_P}{A_{ФП}}. \tag{3.53}$$

де $A_P = l_P\left[b - n_{TP}\left(d_{TP} + 2\delta\right)\right]$.

Для визначення режиму течії теплоносія розраховують критерій Рейнольдса за формулою:

$$\mathrm{Re}_W = \frac{w_W \cdot \left(d_{TP} + 2\delta\right)}{\beta \cdot \nu_W}. \tag{3.54}$$

Теплообмін від трубок радіатора до повітря здійснюється повітряним потоком за поперечного обтікання пучка труб.

Коефіцієнт тепловіддачі від охолоджувальних пластин і стінок трубок до потоку повітря трубчато-пластинчатих радіаторів можна підрахувати за формулою Н. Б. Марьямова [21], при виведенні якої було прийнято допущення, що коефіцієнти тепловіддачі від пластин до повітря і від трубок до повітря однакові:

$$\alpha_W = 0{,}0556 \frac{\lambda_W}{d_{2екв}} \mathrm{Re}_W^{0.75} \frac{1}{1 - 0{,}522\,\mathrm{Re}_W^{-\frac{1}{8}}}, \tag{3.55}$$

де $d_{2екв}$ – еквівалентний діаметр осередку, що утворюється трубками і охолоджувальними пластинами (рис. 3.13).

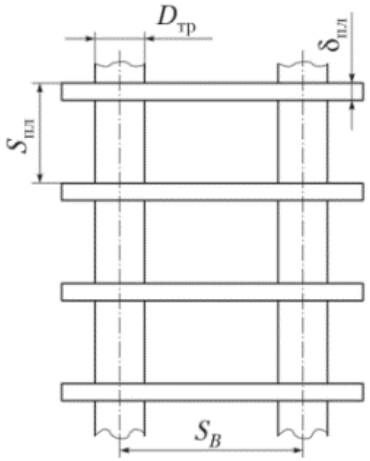



**Рис. 3.13 – Схема решітки серцевини радіатора (розрахункові розміри)**

Цей діаметр розраховується за формулою:

$$d_{2екв} = \frac{4F_2}{P_2}, \tag{3.56}$$

де $F_2$ – площа осередку по внутрішній стороні;

$P_2$ – периметр поверхні осередку по внутрішній стороні.

Площа осередку і периметр поверхні визначаються виходячи з геометричних параметрів трубок, пластин і заданого кроку пластин в серцевині радіатора (рис. 3.13), які в розрахунку радіатора приймаються по аналогії з існуючими конструкціями.

При підстановці прийнятих геометричних параметрів серцевини радіатора у попередню формулу отримаємо:

$$d_{2екв} = \frac{2}{\frac{1}{S_{ПЛ} + \delta_{ПЛ}} + \frac{1}{S_B + D_{ТР}}}, \tag{3.57}$$

де $S_{ПЛ}$ – крок охолоджувальних пластин;

$\delta_{ПЛ}$ – товщина пластини;

$S_B$ – крок трубок в серцевині за фронтом;

$D_{ТР}$ – зовнішній діаметр трубки.

На інтенсивність теплообміну впливає схема розташування трубок у радіаторі, поперечний крок $S_1$ і поздовжній крок $S_2$, кількість рядів

труб $Z$, діаметр труб $d$, відносна відстань між осями трубок по ширині радіатора $S_1/d$ і по глибині $S_2/d$ (рис. 3.14).

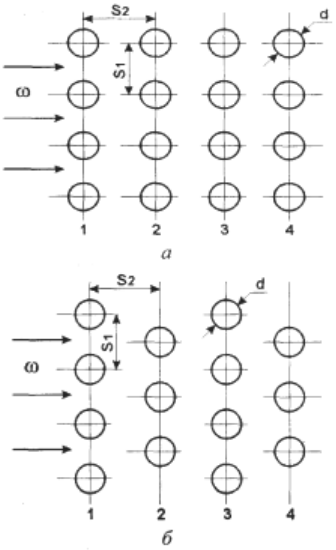



**Рис. 3.14 – Схема розташування трубок у радіаторі:**
***а* – коридорне; *б* – шахове**

За однакових умов тепловіддача в шахових пучках більш інтенсивна порівняно з коридорними, в яких у проходах між рядами трубок є застійні зони. У шахових пучках характер обтікання трубок по глибині мало чим відрізняється від характеру обтікання трубок першого ряду.

На підставі узагальнення експериментальних даних для визначення середнього коефіцієнта тепловіддачі третього ряду трубок рекомендується критеріальне рівняння при $\mathrm{Re} = 1\cdot10^3\ldots1\cdot10^5$:

$$\mathrm{Nu}_p = c\,\mathrm{Re}_p^n\,\mathrm{Pr}_p^{0.33}\left(\frac{\mathrm{Pr}_p}{\mathrm{Pr}_{CT}}\right)^{0,25}\varepsilon_s, \qquad (3.58)$$

де $c$ = 0,41 і $n$ = 0,60 – для шахового розташування, а $c$ = 0,26, $n$ = 0,65 – для коридорного;

$\varepsilon_s = (S_2/d)^{-0.15}$ – поправковий коефіцієнт, який враховує вплив відносних кроків для більш глибоких рядів.

У формулі (3.58) визначаючим розміром є еквівалентний діаметр.

Для повітря цю залежність з урахуванням того, що Pr = 0,71, а $\mathrm{Pr}_p/\mathrm{Pr}_{CT} = 1$, можна спростити:

$$\mathrm{Nu}_W = C\,\mathrm{Re}_W^n\,0{,}893\varepsilon_s. \tag{3.59}$$

Встановлено, що середня інтенсивність тепловіддачі змінюється при переміщенні від першого до третього ряду трубок радіатора. Починаючи з третього ряду, процес теплообміну стабілізується. Якщо взяти коефіцієнт тепловіддачі для третього ряду за одиницю, то у першому ряду будь-якого розташування трубок коефіцієнт тепловіддачі беруть 0,6 від визначеного значення для третього ряду.

Для трубок другого ряду шахового розташування трубок поправковий коефіцієнт 0,7, а для коридорного – 0,9. Для визначення коефіцієнта тепловіддачі від поверхні всіх трубок радіатора до повітря необхідно розрахувати середнє значення коефіцієнтів тепловіддачі, отриманих для окремих рядів.

Визначивши коефіцієнти тепловіддачі від рідини до стінки трубки і від стінки трубки до повітря, запишемо коефіцієнт теплопередачі від рідини до повітря через стінку трубки.

Коефіцієнт теплопередачі залежить від типу охолоджувальної рідини, матеріалу і конструктивних параметрів трубок і пластин або стрічок, потоку теплоносіїв тощо. Значення коефіцієнта теплопередачі залежить від фізичних параметрів теплоносіїв і теплотехнічних і геометричних параметрів теплопередаючих елементів радіатора. Класична формула для визначення коефіцієнта теплопередачі радіатора без урахування шару накипу на внутрішніх стінках трубок має вид [22]:

$$k_T = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1}\cdot\frac{F_2}{F_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{\delta_{cm}}{\lambda_{cm}}}, \tag{3.60}$$

де $F_1$ і $F_2$ – площі поверхні радіатора відповідно без врахування і з врахуванням площі ребер;

Відношення $F_2/F_1$ має назву коефіцієнта оребрення – $\psi$, для трубчато-пластинчастих і трубчато-стрічкових радіаторів $\psi$ = 7,5...10.

З урахуванням прийнятих конструктивних параметрів радіатора при підстановці їх у формулу (3.60) вираз для коефіцієнта теплопередачі матиме вид:

$$k_T = \frac{1{,}03}{\frac{1}{\alpha_W} + \frac{3{,}1}{\alpha_V}}, \tag{3.61}$$

При існуючих швидкостях течії рідини в трубчато-пластинчатих радіаторах коефіцієнт тепловіддачі від рідини до стінки трубки складає

біля 2320 Вт/(м$^2$·К). Підставивши це значення у попередню формулу отримаємо вираз коефіцієнта теплопередачі трубчато-пластинчатого радіатора у функції від коефіцієнта тепловіддачі від стінки трубки до повітря:

Для випадку поперечного обтікання пучка труб коефіцієнт теплопередачі пов'язаний з коефіцієнтом тепловіддачі від повітря до трубок радіатора таким співвідношенням:

$$k_T = \frac{1,03\alpha_W}{1+0,00155\alpha_W}, \tag{3.62}$$

Площу поверхні теплообміну для протитечії теплоносіїв визначаємо з рівняння теплопередачі:

$$Q = K_T \cdot F \cdot \Delta t_c, \tag{3.63}$$

Звідси:

$$F = \frac{Q}{k_T \cdot \Delta t_c}, \tag{3.64}$$

де $K_T$ – коефіцієнт теплопередачі, Вт/(м$^2$·К);

$\Delta t_c$ – середньологарифмічний температурний напір, К.

З урахуванням впливу кроку розташування ребер, а також якості контакту між ребрами і трубками на коефіцієнт теплопередачі на основі рівнянь Н. І. Бєлоконя і Ю. А. Кулікова отримана залежність [23]:

$$k = \frac{1}{2 \cdot l_{mp} \cdot \Delta_2 \left( \frac{1}{\alpha_1 \cdot t_p \cdot F_1} + \frac{1}{\alpha_k \cdot t_p \cdot F_k} + \frac{1}{\alpha_2 (1+E_p)\left(2 \cdot l_{mp} \cdot \Delta_2 - t_p \cdot F_1\right)} \right)}$$

$$\Delta_2 = B_{p.пл} \cdot L_{p.пл} z_{mp} \left( a \left[ a + b - \frac{\pi a}{4} \right] + \left[ b - a + \frac{\pi a}{2} \right] \left[ \frac{l_{mp}}{z_{пл}} - \delta_p \right] \right), \tag{3.65}$$

де $\Delta_2$ – коефіцієнт, що враховує геометричні характеристики радіатора, м$^2$;

$B_{p.пл.}$ – робоча довжина пластини радіатора, м;

$L_{p.пл.}$ – робоча ширина пластини, м;

$l_{mp}$ – робоча довжина трубки, м;

$t_p$ – крок розташування ребер, м;

$z_{mp}$ – кількість трубок, шт;

$a$ – ширина перерізу трубки, м;

$b$ – довжина перерізу трубки, м;

$z_{пл}$ – кількість пластин з ребрами, шт;

$\delta_p$ – товщина ребра, м;

$\alpha_k$ – коефіцієнт провідності контакту, Вт/м$^2$·К;

$F_к$ – площа контакту, м$^2$;

$F_1$ – поверхня охолодження радіатора з боку рідини, м$^2$;

$\alpha_1$ – коефіцієнт тепловіддачі з боку рідини, Вт/м$^2$·К;

$\alpha_2$ – коефіцієнт тепловіддачі до повітря від поверхні теплообміну радіатора, Вт/м$^2$·К;

$E_p$ – ефективність ребра.

Для визначення перепаду температур теплоносіїв радіатора пропонується формула, яка враховує параметри конструкції радіатора:

$$\Delta t_c = \frac{0,5\left(t_{1вх} + t_{1вих}\right) - t_{2вх}}{1 + \dfrac{2l_c\psi}{\left(1+\psi\right)\cdot\lambda_2\cdot \mathrm{Pe}_W}}, \tag{3.66}$$

де $l_c$ – ширина серцевини радіатора;

$\psi$ – коефіцієнт оребрення.

$\mathrm{Pe}_W$ – критерій Пекле для повітря, що відповідає добутку $\mathrm{Re}_W\cdot\mathrm{Pr}_W = 0,71\ \mathrm{Re}_W$.

Середньологарифмічний температурний напір за протитечійної схеми руху теплоносіїв визначають за формулою:

$$\Delta t_{сп} = \frac{\left(t_{вх}^{пов} - t_{вих}^{ант}\right) - \left(t_{вих}^{пов} - t_{вх}^{ант}\right)}{\ln\dfrac{t_{вх}^{пов} - t_{вих}^{ант}}{t_{вих}^{пов} - t_{вх}^{ант}}}. \tag{3.67}$$

Для перехресного руху теплоносіїв середній температурний напір менший ніж $\Delta t_{сп}$ для протитечії і розраховується за формулою :

$$\Delta t_c = \varepsilon\Delta t_{сп}, \tag{3.68}$$

де $\varepsilon$ – поправка, яка визначається графічно за довідниками як функція температур теплоносіїв $\varepsilon = f(P, R)$, що визначаються за формулами:

$$P = \frac{t_{вих}^{пов} - t_{вх}^{пов}}{t_{вх}^{ант} - t_{вх}^{пов}}, \tag{3.69}$$

$$R = \frac{t_{вх}^{ант} - t_{вих}^{ант}}{t_{вх}^{пов} - t_{вих}^{пов}}. \tag{3.70}$$

Поправку ε знаходимо залежно від $P$ і $R$ за рис. 3.15 [24].

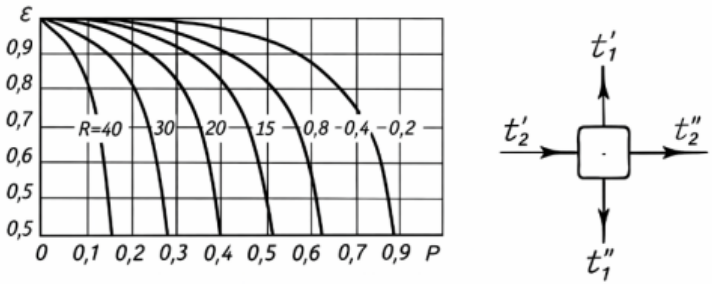



**Рис. 3.15 – Графічні залежності для визначення поправки ε = *f*(*P*, *R*)**

Площа поверхні теплообміну стандартизованого теплообмінника повинна бути на 15–20 % більше розрахованої.

***Порівняння коефіцієнтів теплопередачі теплообмінника.*** При тривалому терміні роботи теплообмінного апарата на його пластинах відкладається забруднення. Це значно погіршує процес теплопередачі. Ефективність роботи такого теплообмінного апарата дозволяє оцінити «Експрес-методика експлуатаційних дослідів рекуператорів теплопунктів по визначенню коефіцієнтів теплопередачі» [25].

За цією методикою, для визначення степені забруднення трубчато-пластинчастого теплообмінника вводиться коефіцієнт працездатності β, який визначається із співвідношення:

$$\beta = \frac{k}{k_0} \cdot 100\,\%, \tag{3.71}$$

де $k$ – коефіцієнт теплопередачі, розрахований на основі експериментальних даних, Вт/(м²·К);

$k_0$ – коефіцієнт теплопередачі для чистого теплообмінника, який знаходиться за паспортними даними, або за програмою фірми-виробника пластинчастого теплообмінника.

Існують наступні варіанти порівняння коефіцієнтів теплопередачі, а отже і такі висновки при:

– $\beta < 65$ % приймається рішення щодо негайної зупинки теплообмінного апарата для проведення заходів по забезпеченню очистки поверхонь пластин від відкладень (шляхом хімічної промивки без розбирання апарата, або шляхом механічної очистки – після його розбирання);

– $65\ \% \leq \beta < 70$ % приймається рекомендація про необхідність зупинки теплообмінника для очищення від відкладень з його поверхні теплообміну при найближчому попереджувальному або капітальному ремонті системи опалення;

– $\beta \geq 70$ % приймається рекомендація про продовження подальшої експлуатації рекуператора.

Розглянутий метод розрахунку системи охолодження слід вважати класичним, він використовується в наукових роботах багатьма дослідниками, розробниками систем охолодження тракторів і автомобілів.

Для подовження терміну експлуатації радіатора автомобіля необхідно промивання його зовні і усередині: періодично прибирати бруд із зовнішніх поверхонь і відкладення на внутрішніх стінках порожнин. При цьому необхідно виконати такі операції:

– дочекатися повного охолодження двигуна і зниження тиску в системі охолодження;

– злити в окрему ємність антифриз через кран в нижній частині радіатора. Стан злитої рідини буде показником забрудненості системи: якщо антифриз чистий, то і усередині немає нальоту і іржі. Якщо ж в антифризі є бруд, осад або він невідповідного кольору – систему охолодження краще промити;

– залити дистильовану воду (саме дистильовану, інакше замість промивання можна отримати хорошу порцію накипу!) Для більшого ефекту у воду можна додати кілька грамів некислотного засобу від накипу (спеціалізованого або побутового). Агресивні засоби від накипу можуть пошкодити пластикові частини системи, спровокувати появу корозії на металевих елементах. Завести двигун на 15–20 хв;

– злити воду з миючим засобом, залити чисту воду і знову завести машину. Повторювати промивання до тих пір, поки вода, що зливається з радіатора, не стане абсолютно прозорою;

– відкрити кришку радіатора і залити свіжий антифриз. Завести двигун, щоб усунути повітряні корки, при цьому рівень антифризу злегка знизиться. Долити антифриз до потрібного рівня і закрутити кришку.

Щоб помити радіатор зовні, його необхідно демонтувати. Зазвичай очищення проводять струменем води (не занадто сильною, щоб не пошкодити стільники), м'якою щіткою і неагресивним миючим засобом. Видаливши «шубу», що наросла на радіаторі, можна в рази поліпшити його тепловіддачу, тобто і ефективність системи в цілому.

Вибір радіатора відбувається з мідно-латунних і алюмінієвих матеріалів, кожен з яких має свої переваги: мідь краще віддає теплоту і підлягає ремонту, а алюміній легший, довговічніший і дешевший. Питання вартості частенько має вирішальне значення: якщо алюмінієвий радіатор може прослужити 10–12 років (у мідного термін експлуатації на кілька років менший), то немає сенсу переплачувати за дорожчий матеріал. З іншого боку, економити на якості теж не треба: китайські радіатори експлуатуються 3–4 роки і будь-якому ремонту не підлягають. Взагалі вага радіаторів відрізняється істотно: близько 5 кг алюмінієвий проти ~15 кг мідного – значна різниця, особливо для малолітражних автомобілів. З упевненістю можна сказати: краще орієнтуватися не на матеріали виготовлення, а на сумісність з автомобілем, якість і репутацію виробника. Усі сучасні радіатори виконують свої функції на «відмінно», якщо дотримуватися правил експлуатації.

Інша методика розрахунку поверхні охолодження радіатора розроблена В. Є. Тарасенко [25]. Перевага методу полягає в можливості проведення розрахунків за визначенням необхідної поверхні охолодження з різними типами серцевини, не вдаючись до використання параметрів радіаторів-аналогів.

Для визначення кількості теплоти, що передається поверхнею охолодження радіатора потоку повітря, використаний такий параметр, як пористість трубного пучка серцевини радіатора. Для радіаторів коридорного типу (див. рис. 3.13) при відносному поздовжньому кроці трубок, рівному відношенню кроку до зовнішнього діаметру трубки $b > 1$, пористість трубного пучка пропонується розраховувати за формулою:

$$\mu_k = 1 - \frac{\pi}{4b}, \tag{3.72}$$

де $b$ – відносний подовжній крок трубок, $b = Sb/D$.

Враховуючи, що $D = 2r$, при підстановці цього виразу у формулу (3.72) отримаємо:

$$\mu_k = 1 - \frac{\pi R}{2S_B}. \tag{3.73}$$

При шаховому розташуванні трубок в серцевині (див. рис. 3.16), коли відносний поперечний крок $c < 1$, формула пористості трубного пучка матиме вид:

$$\mu_{Ш} = 1 - \frac{\pi}{4cb}. \tag{3.74}$$

де $c$ – відносний поперечний крок трубок по глибині серцевини.

**Рис. 3.16 – Розрахункова схема серцевини радіатора для коридорного розташування трубок**

Оскільки $c = Sq/2r$, то пористість трубного пучка серцевини шахового типу визначатиметься за формулою:

$$\mu_{Ш} = 1 - \frac{\pi R^2}{S_q S_l}. \tag{3.75}$$

У випадку, коли трубки розташовані в серцевині шахового типу з вузьким перерізом по діагоналі $d < b$, пористість трубного пучка розраховується за формулою:

$$\mu_{Ш} = 1 - \frac{\pi}{4d}.. \tag{3.76}$$

З врахуванням того, що $d = S_d / 2R$ отримаємо вираз:

$$\mu_{Ш} = 1 - \frac{\pi R}{2S_d}.$$

За значенням швидкості повітря перед фронтом радіатора $w_{фр}$ і пористості трубного пучка визначимо швидкість повітря в серцевині радіатора:

$$w_W = \frac{w_{фр}}{\mu}. \tag{3.77}$$

За параметр, що комплексно враховує траєкторію руху повітряних мас в серцевині радіатора по глибині, приймемо довжину обтікання *Lw* по зовнішніх поверхнях трубок. Довжину обтікання радіаторних трубок, обребрених пластинами або стрічками, розрахуємо за формулою [26]:

$$L_W = \frac{\pi}{2}\sqrt{(2R)^2 + \left(0{,}565 l_B \sqrt{\frac{l_B}{l_C} - R}\right)^2}, \tag{3.78}$$

де $l_B$ – ширина пластини по фронту;
$l_C$ – довжина пластини по глибині.

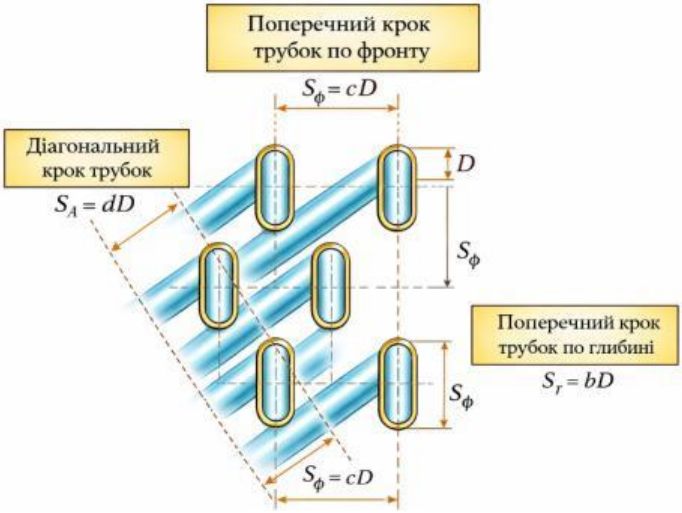



**Рис. 3.17 – Розрахункова схема серцевини радіатора для шахового розташування трубок**

Розташування охолоджувальних трубок в декілька рядів призводить до нерівномірності тепловіддачі по глибині радіатора. Кількість теплоти, передана поверхнею радіатора, що складається з *n* рядів трубок, повітрю, складається з частки теплоти, переданої частиною поверхні першого і останнього рядів трубок по глибині радіатора, а також з частини теплоти, переданої в проміжних рядах. Частина поверхні першого і останнього рядів можна представити як один ряд.

Теплота, передана стінками трубок цього ряду повітрю складе:

$$Q_1 = \alpha_{W1} F_1 \left( t_{F(1)} - t_{W1(1)} \right), \tag{3.79}$$

де $\alpha_{w1}$ – коефіцієнт тепловіддачі від стінок трубок першого ряду повітрю;

$F_1$ – поверхня охолодження стінок трубок першого ряду;

$t_{F(1)} - t_{w1(1)}$ – температурний натиск між стінками першого ряду і повітря на вході у радіатор.

Теплота, передана одним *j*-м внутрішнім рядом буде рівна:

$$Q_j = \alpha_{Wj} F_J \left( t_{F(J)} - t_{W1(J)} \right), \tag{3.80}$$

де $\alpha_{Wj}$ – коефіцієнт тепловіддачі від стінок одного *j*-го ряду;

*Fj* – поверхня охолодження одного *j*-го ряду;

$(t_{F(j)} - t_{w1(j)})$ – температурний натиск між стінками *j*-го ряду і повітря на вході в нього.

Кількість теплоти, передана радіатором в цілому складе:

$$Q_F = \alpha_{W1} F_1 \left( t_{F(1)} - t_{W1(1)} \right) + \sum_{2}^{n} \bar{\alpha}_W F_{n-1} \left( t_{F(2)} - t_{W1(2)} \right), \tag{3.81}$$

де $\alpha_{W1}$ – середнє значення коефіцієнта тепловіддачі від стінок внутрішніх трубок повітрю;

$F_{n-1}$ – сумарна поверхня охолодження стінок трубок внутрішніх рядів;

$t_{F(2)} - t_{W1(2)}$ – температурний натиск між стінками другого ряду і повітрям на вході в нього.

Враховуючи, що коефіцієнти тепловіддачі $\alpha_{WJ}$ будуть рівні між собою для кожного внутрішнього ряду, представляється можливим записати вираз для визначення безрозмірного коефіцієнта тепловіддачі $\mathrm{Nu}_j$ для внутрішнього ряду трубок.

$$\mathrm{Nu}_J = \frac{1}{n-1} 0,25 \mathrm{Pe}_{D,EKB} \frac{D_{W,EKB}}{L_W} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{\mathrm{Nu}_{D,EKB}}{0,25 \mathrm{Pe}_{D,EKB} \dfrac{D_{W,EKB}}{L_W}} \right)^{n-1} \right] \tag{3.82}$$

де *n* – кількість трубних рядів по глибині радіатора;

$\mathrm{Pe}_{D,EKB}$ – число Пекле, розрахунок якого виконується за формулою:

$$\mathrm{Pe}_{D,EKB} = \frac{w_W D_{W,EKB}}{a_T}, \tag{3.83}$$

де $D_{W,EKB}$ – еквівалентний діаметр осередку серцевини за повітрям.

При коридорному розташуванні трубок і відносному подовжньому кроці трубок $b > 1$ еквівалентний діаметр визначається за формулою:

$$D_{W,EKB} = \frac{4b}{\pi}\left(1 - \frac{\pi}{4b}\right)L_W, \tag{3.84}$$

при шаховому розташуванні трубок, коли відносний поперечний крок $c < 1$, еквівалентний діаметр визначається за формулою:

$$D_{W,EKB} = \frac{4b}{\pi}\left(1 - \frac{\pi}{4cb}\right)L_W, \tag{3.85}$$

У випадку шахового розташування трубок з вузьким перерізом по діагоналі ($d < b$) еквівалентний діаметр визначається за формулою:

$$D_{W,EKB} = \frac{4b}{\pi}\left(1 - \frac{\pi}{4db}\right)L_W, \tag{3.86}$$

При визначенні коефіцієнта тепловіддачі від стінок трубок до потоку повітря застосуємо вираз, запропонований В. Нуссельтом:

$$D_{W,EKB} = \frac{4b}{\pi}\left(1 - \frac{\pi}{4db}\right)L_W, \tag{3.87}$$

$$\alpha_W = \mathrm{Nu}_{DW}\frac{\lambda}{D_{W,EKB}}, \tag{3.87}$$

Таким чином, знаючи безрозмірний коефіцієнт $\mathrm{Nu}_{DW}$, визначимо коефіцієнт тепловіддачі від стінок трубок до потоку повітря.

Вираз коефіцієнта $\mathrm{Nu}_{DW}$ для усіх рядів трубок серцевини радіатора можна представити залежністю:

$$\mathrm{Nu}_{D,заг} = \frac{1}{n}0,25\mathrm{Pe}_{D,EKB}\frac{D_{W,EKB}}{L_W}\times$$
$$\times\left[1 - \left(1 - \frac{\mathrm{Nu}_{D,EKB}}{0,25\mathrm{Pe}_{D,EKB}\dfrac{D_{W,EKB}}{L_W}}\right)^n\right]. \tag{3.88}$$

У цьому виразі $Nu_{D\text{заг}}$ представляє безрозмірний коефіцієнт тепловіддачі для будь-якого внутрішнього ряду трубок серцевини, який можна визначити з допомогою робочої діаграми (рис. 3.18).

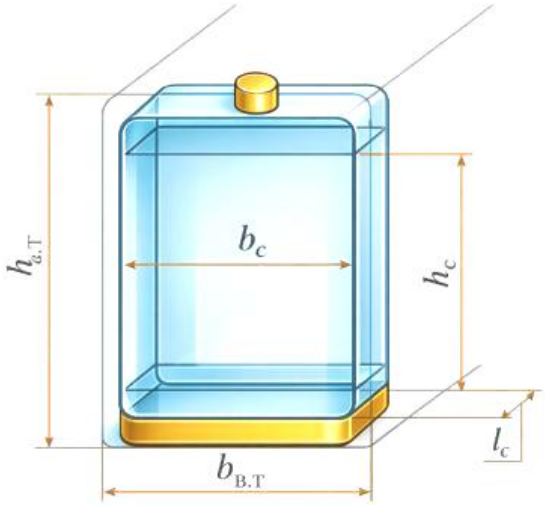



**Рис. 3.18 – Схема установки радіатора відносно повітряного потоку**

Знаючи співвідношення $\frac{D_{EKB}}{L_W}$, а також $\mathrm{Pe}_{D,EKB}\frac{D_{EKB}}{L_W}$ за відомого значення коефіцієнта $Nu_{D\text{заг}}$ за формулою (3.87) визначається коефіцієнт тепловіддачі від стінок трубок до потоку повітря $\alpha_W$.

Поверхня охолодження радіатора обчислюється за формулою:

$$F_{охол} = \frac{Q_F}{\alpha_W \left(t_F - \overline{t}_W\right)}. \tag{3.89}$$

Підставивши коефіцієнт $\alpha_W$ у формулу (3.89), можна визначити коефіцієнт теплопередачі $k_T$ і за формулою (3.91) обчислити поверхню охолодження радіатора:

$$k_T = \frac{1,03\alpha_W}{1+0,00155\alpha_W}, \tag{3.90}$$

$$F_{охол} = \frac{Q_{V,розр}}{k_T\left(\overline{t}_V - \overline{t}_W\right)}, \tag{3.91}$$

Поверхня охолодження радіатора $F_{охол}$ за повітрям, визначена за формулою (3.91), складається з поверхні охолоджувальних трубок і поверхні охолоджувальних пластин або стрічок:

$$F_{охол} = F_{тр} + F_{пл}. \tag{3.92}$$

Складові загальної поверхні охолодження радіатора за повітрям пропонується визначати за емпіричними формулами.

Охолоджувальну поверхню пластин або стрічок $F_{пл}$ визначають за формулою:

$$F_{пл} = F_{охол} e^{-\frac{1}{3}}. \tag{3.93}$$

Охолоджувальну поверхню трубок $F_{охол}$ визначають за формулою:

$$F_{тр} = F_{охол}\left(1 - e^{-\frac{1}{3}}\right). \tag{3.94}$$

Після обчислення поверхні охолодження проводиться розрахунок конструктивних параметрів радіатора, який полягає у визначенні геометричних параметрів серцевини: висоти $h_c$, ширина $b_c$ і глибини $l_c$. Габаритні розміри серцевини не можуть бути прийняті довільно, оскільки вони обмежені розмірами повітряного тракту моторної установки.

### *3.3.7 Розрахунок системи охолодження ДВЗ*

Фронтальна площа серцевини радіатора з достатньою точністю визначається за формулою:

$$S_c = \frac{F_{пл}\left(1 + \frac{1}{\psi}\right)}{4 f_W \frac{l_c}{D_{W,EKB}}}, \tag{3.95}$$

де $f_w$ – коефіцієнт живого перерізу серцевини радіатора за повітрям.

При розрахунку геометричних параметрів серцевини використовуються геометричні параметри повітряного тракту. Співвідношення між розмірами по висоті і фронту повітряного тракту і серцевини радіатора задаються відповідно коефіцієнтами $k_h$ і $k_b$. Значення коефіцієнтів, характерні для радіаторів тракторів, знаходяться в межах:

$$k_h = 0{,}70\ldots0{,}75,\ \ k_b = 0{,}90\ldots0{,}95.$$

За заданими коефіцієнтами визначається висота $h_c$ і ширина $b_c$ серцевини радіатора:

$$h_c = k_h h_{B.T},\ b_c = k_b b_{B.T}.$$

Загальна кількість трубок в серцевині буде рівна:

$$z_{TP} = \frac{F_{mp}}{(\pi D + 2l)h_c}, \tag{3.96}$$

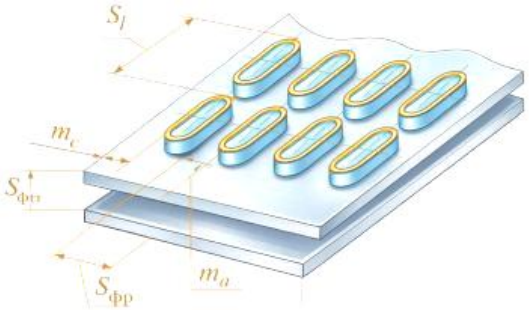



**Рис. 3.19 – Схема розташування трубок у серцевині трубчато-пластинчатого радіатора**

Кількість трубок по фронтальній поверхні визначають за формулою:

$$z_B = \frac{b_c - (2m_c + D)}{S_{фр}} + 1, \tag{3.97}$$

де $m_c$ – відстань від краю пластини до бічної поверхні трубки.

За відомими значеннями $Z_{TP}$ і $Z_B$ визначаємо кількість рядів трубок по глибині:

$$n = \frac{z_{TP}}{z_B}. \tag{3.98}$$

Кількість трубок по фронту і глибині серцевини уточнюють, як правило, у бік збільшення.

Тоді розміри пластини по глибині визначають за формулою:

$$l_c = 2m_a + l_{TP} + s_L(n-1), \tag{3.99}$$

де $m_a$ – відстань від краю пластини до першої трубки.

Площа геометричної пластини охолодження визначають згідно з габаритними розмірами:

$$S_{ПЛ} = b_c l_c. \tag{3.100}$$

Кількість охолоджувальних пластин в серцевині визначаємо за формулою:

$$z_{ПЛ} = \frac{F_{ПЛ}}{2\left[S_{ПЛ} - \left(\frac{\pi D^2}{4} + lD\right) z_{TP}\right]}. \tag{3.101}$$

Визначимо фактичну площу охолодження серцевини за її геометричними параметрами за формулою:

$$F_{охол} = (z_{TP} - 4)(\pi D + 2l)(h_c - z_{ПЛ}\delta_{ПЛ}) + 2\left[z_{ПЛ} b_c l_c - z_{TP}\left(\frac{\pi D^2}{4} + lD\right)\right]. \tag{3.102}$$

Визначаємо фактичний живий переріз серцевини за охолоджувальною рідиною:

$$f_V = S_{TP}\left(z_{TP} - 4\right) \tag{3.103}$$

і за повітрям:

$$f_W = h_c b_c - \left(D h_c z_B + b_c \delta_{ПЛ} z_{ПЛ}\right). \tag{3.104}$$

Обчисливши фактичну поверхню охолодження, визначаємо уточнене значення коефіцієнта теплопередачі за формулою (3.105) і уточнене значення кількості теплоти, що передається поверхнею охолодження за формулою (3.106):

$$k_T = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_V}\frac{F_W}{F_V} + \frac{1}{\alpha_W} + \frac{\delta_{CT}}{\lambda_{CT}}}, \tag{3.105}$$

$$Q_F^{`} = F_{охол}^{`} k_T \Delta\overline{t}_{V-W}. \tag{3.106}$$

За умови $Q_F^{`} \geq Q_V$ радіатор відповідає теплотехнічним параметрам із забезпечення відведення заданої кількості теплоти системою охолодження.

Оцінка параметрів розрахованого радіатора за питомими показниками наведена в таблиці 3.4 [25].

**Таблиця 3.4 – Параметри розрахованого радіатора за питомими показниками**

| Оціночний показник | Розрахункова формула | Середнє статистичне значення |
|---|---|---|
| Коефіцієнт об'ємної компактності | $K_v = F_{охл}/h_c b_c l_c$ | 595,6 |
| Коефіцієнт фронтової компактності | $K_f = F_{охл}/h_c b_c$ | 33,7 |
| Коефіцієнт оребрення | $\Psi = F_W/F_V$ | 4,02 |
| Живий перетин за повітрям, м$^2$ | $\varphi_W = F_W/h_c b_c$ | 0,293 |
| Живий перетин за охолоджувальною рідиною, м$^2$ | $\varphi_V = F_V/h_c b_c$ | 0,009 |
| Питомий живий перетин за охолоджувальною рідиною, м$^2$/кВт | $g_F = F_{охл}/N_e$ | 1,16 |

## 3.4 Чисельні методи розрахунку теплових процесів у ДВЗ

### *3.4.1 Метод кінцевих різниць*

Він полягає в заміні шуканої безперервної функції температури $t$ сукупністю її значень визначених на дискретному полі точок заданої області. Ці точки називають вузлами, а сукупність вузлів, що з`єднані між собою – сіткою. МКР розглянемо на прикладі лінійного розподілу теплоти в стрижні, один кінець якого підтримується при температурі навколишнього середовища (її приймемо за початок відліку, $t_c = 0$), а решта поверхні теплоізольована (рис. 3.20).

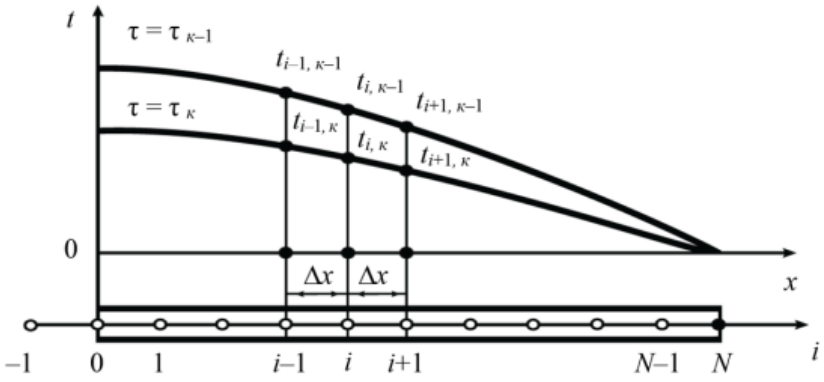



**Рис. 3.20 – Розподіл температури у стрижні для моментів часу $\tau_{к-1}$ і $\tau_к$**

Постановка одномірної крайової задачі.

1. Рівняння теплопровідності:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \varphi}{\partial t_0} = \dfrac{\lambda F}{x_1 - x_0}\left(t_0 - t_1\right) = 0; \\ \dfrac{\partial \varphi}{\partial t_1} = \dfrac{\lambda F}{x_1 - x_{i-1}}\left(t_i - t_{i-1}\right) + \dfrac{\lambda F}{x_{i+1} - x_i}\left(t_i - t_{i+1}\right) = 0; \; c\rho = \dfrac{\partial t}{\partial \tau} = \dfrac{\partial}{\partial x}\left(\dfrac{\partial t}{\partial x}\right), \\ \dfrac{\partial \varphi}{\partial t_n} = \dfrac{\lambda F}{x_n - x_{n-1}}\left(t_n - t_{n-1}\right) + \alpha F\left(t_n - t_c\right) = 0. \end{cases} \quad (3.107)$$

або при $\lambda$ = const:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \mathrm{a_T}\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}. \quad (3.108)$$

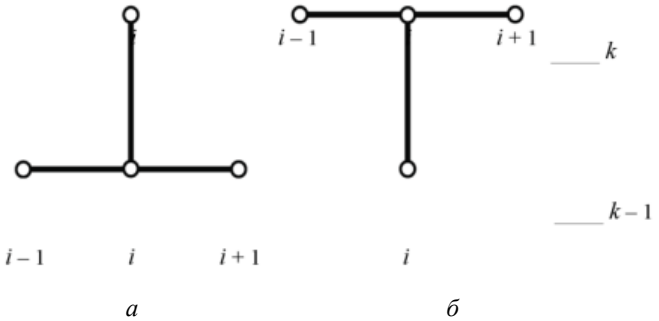
2. Початкові умови:

$$t_{(x,0)} = t_0\left(x\right). \quad (3.109)$$

3. Граничні умови:

$$\frac{\partial t_{(0,\tau)}}{\partial x} = 0; \;\; t_{(L,\tau)} = 0. \quad (3.110)$$

Розв'яжемо задачу методом кінцевих різниць. Метод полягає на заміні похідних їх наближеними значеннями, вираженими через різниці значень в окремих точках – вузлах сітки, в окремі моменти часу (рис. 3.21).




*а* *б*

**Рис. 3.21 – Шаблони для нестаціонарного рівняння теплопровідності: *а* – явна схема, *б* – неявна схема**

Диференціальне рівняння теплопровідності (3.107) у результаті таких перетворень замінюється еквівалентним співвідношенням у кінце-

вих різницях. Розділимо весь період нагріву і охолодження на окремі етапи. Нехай сітка рівномірна (крок сітки $\Delta x$ постійний), а часовий проміжок між етапами $\kappa - 1$ і $\kappa$ дорівнює $\Delta\tau$, тобто $\Delta\tau = \tau_\kappa - \tau_{\kappa\text{-}1}$.

Тоді для $i$-го вузла з координатою $x = i\cdot\Delta x$ у момент $\Delta\tau = \tau_{\kappa\text{-}1}$ отримаємо співвідношення:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} \approx \frac{t_{i,k} - t_{i,k-1}}{\Delta\tau}, \quad \frac{\partial t}{\partial x} \approx \frac{t_{i+1,k-1} - t_{i,k-1}}{\Delta x}, \tag{3.111}$$

та сама похідна зліва від вузла:

$$\begin{gathered} \frac{\partial t}{\partial x} \approx \frac{t_{i,k-1} - t_{i-1k-1}}{\Delta x}, \\ \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right) \approx \frac{1}{\Delta x}\left(\frac{t_{i+1.k-1} - t_{i.k-1}}{\Delta x} - \frac{t_{i.k-1} - t_{i-1.k-1}}{\Delta x}\right) = \\ = \frac{t_{i-1.k-1} - 2t_{i.k-1} + t_{i+1.k-1}}{\Delta x^2}. \end{gathered} \tag{3.112}$$

Тут індекси вказують номер вузлів сітки і моменти часу. Похідні по $x$ віднесені до попереднього етапу, тобто до моменту $\tau_{\kappa\text{-}1}$. Підставляючи (3.111) і (3.112) в (3.108) і розв'язуючи відносно $t_{i,k}$, отримаємо:

$$t_{i.k} = t_{i/k-1} + \frac{\mathrm{a_T}\Delta\tau}{\Delta x^2}\left(t_{i-1.k-1} - 2t_{i.k-1} + t_{i+1.k-1}\right). \tag{3.113}$$

Якщо сітка нерівномірна (крок $\Delta x$ змінний), то формула (3.113) ускладнюється, а точність апроксимації вихідного рівняння зменшується.

Аналогічно можуть бути отримані формули і в випадку нелінійного рівняння (3.107), коли властивості матеріалу циліндра ДВЗ (об'ємна теплоємність $c\cdot\rho$ і коефіцієнт теплопровідності $\lambda$) змінні. Тоді друга похідна апроксимується виразом:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial t}{\partial x}\right) \approx \frac{1}{\Delta x^2}\left[\lambda_{i+1/2}\left(t_{t+1,k-1} - t_{i,k-1}\right) - \lambda_{i-1/2}\left(t_{i,k-1} - t_{t-1,k-1}\right)\right], \tag{3.114}$$

де $\lambda_{i+1/2}$, $\lambda_{i-1/2}$ – середні поточні значення теплопровідності між вузлами $i$ та $i+1$, $i$ та $i-1$, відповідно. Величина $c\cdot\rho$ приймається залежно від поточної температури вузла.

Граничні умови (3.110) у кінцевих різницях виражаються таким чином. Температура на правому торці на всіх етапах приймається рівною $t_{N,k-1} = t_{(L,\tau)} = 0$. На лівому кінці сітки вводиться додатковий вузол (вузол $i = -1$, див. рис. 3.21), який дозволяє задавати нульове значення похідної для всіх $k$ шляхом виконання умови $t_{-1,k-1} = t_{0,k-1}$ (точніше за умовою симетрії на адіабатичній границі $t_{-1,k-1} = t_{1,k-1}$).

Таким чином, температуру $t_{i,k}$ у довільному вузлі $i$ ($i = 0,1\ldots N-1$) у цей момент $\tau_\kappa$ можна знайти за формулою (3.113), якщо відома температура тільки в цьому і в двох сусідніх вузлах в попередній момент $\tau_{\kappa-1}$ (рис. 3.21, *а*). Починаючи з моменту $\tau = \Delta\tau$, коли $k = 1$ і $t_{i,k-1} = t_0(i \cdot \Delta x)$ згідно з (4.4), процес побудови розв'язку можна продовжити далі, якщо інтервал часу задовольняє умові стійкості розв'язку:

$$\Delta\tau \le \frac{\Delta x^2}{2a_T}. \qquad (3.115)$$

Якщо крок $\Delta x$ і коефіцієнт температуропровідності $a_T$ змінні, то необхідно приймати мінімум $\Delta x^2/a_T$. Фізичний зміст умови (3.115) полягає в тому, що за малого інтервалу часу $\Delta\tau$ на температуру вузла виявляють вплив тільки сусідні вузли.

Принципово так само можуть бути отримані формули для розрахунку дво- і тривимірного температурного поля у циліндрі ДВЗ довільної форми з врахуванням температурної залежності теплофізичних властивостей металу циліндра ДВЗ, граничних умов другого роду, додаткових джерел і стоків теплоти та інших факторів.

Перевагою явної схеми є простота алгоритму, оскільки використовується простий цикл за вузлами сітки з малим числом арифметичних операцій на кожному кроці. Недоліком є умова стійкості (3.115), що вимагає малого часового кроку, навіть якщо швидкість зміни температури $\partial t/\partial\tau$ мала. Перевагою неявної схеми є безумовна стійкість, недоліком – відносно складний алгоритм з необхідністю розв'язку системи рівнянь високого порядку, що вимагає застосування ЕОМ з великою пам'яттю.

Комбінування переваг явної (об'єм обчислень пропорційний числу вузлів сітки) і неявної (безумовна стійкість) схем, привело до розробки економічних розрахункових схем, серед яких найкращим для розв`язку двомірних нестаціонарних задач є метод змінних напрямів (поздовжньо-поперечна схема), а для тримірних – методи розчеплення (локально-одномірна схема).

Точність чисельного розв'язку тим вища, чим менші інтервали $\Delta x$, $\Delta y$ і $\Delta\tau$, тобто чим точніше апроксимується рівняння теплопровідності. Рекомендується приймати мінімальні значення $\Delta x$ та $\Delta y$ в областях високих

градієнтів температурного поля (поблизу шва), а $\Delta\tau$ – в період високої швидкості зміни температури. Основна перевага МКР – простота. Основними недоліками методу є погана апроксимація криволінійної області прямокутною сіткою і необхідність рівномірного кроку сітки, інакше розрахункова схема стає більш складною і зростає похибка розв'язку.

### *3.4.2 Метод кінцевих елементів*

Виникнення методу у 1950-х роках пов'язане з необхідністю виконання завдань космічних досліджень. Цей метод виник із будівельної механіки та теорії пружності, а вже потім було отримано його математичне обґрунтування. Термін «кінцеві елементи» ввів у 1960 році Клаф. Після того як було встановлено зв'язок МКЕ з процедурою мінімізації, його почали застосовувати до завдань поширення теплоти теплопровідністю, описуваних рівняннями Лапласа і Пуассона. В сімдесятих роках минулого сторіччя була сформована математична теорія кінцевих елементів. Вона знайшла своє відображення в роботах Р. Голлагера, Дж. Одена, Р. Стренга, Дж. Фікса, Ларрі Дж. Сегерленда. Значний вклад в розробку основ МКЕ зробили і російські вчені. У. Р. Корнєєв встановив збіг математичної сутності МКЕ і варіаційних розрахункових методів (ВРМ). Зіставлення МКЕ з низкою ВРМ наведено в працях Л. А. Розіна. Під керівництвом А. З. Сахарова розроблена схема кінцевих елементів.

З розвитком обчислювальної техніки можливості МКЕ постійно зростають, також і збільшується клас завдань, що розв'язуються ним.

Основна ідея методу кінцевих елементів полягає в тому, що будь-яку безперервну величину – температуру, тиск і переміщення, можна апроксимувати дискретною моделлю, яка будується на множині кусочно-безперервних функцій, визначених на кінцевому числі підобластей. Кусково-неперервні функції визначаються з допомогою значень безперервної величини в кінцевому числі точок області розгляду.

У загальному випадку безперервна величина наперед невідома, і потрібно визначити значення цієї величини в деяких внутрішніх точках області. Дискретну модель, однак, легко побудувати, якщо спочатку припустити, що числові значення цієї величини в кожній внутрішній точці області відомі. Після цього можна перейти до загального випадку. При побудові дискретної моделі безперервної величини діють таким чином:

1. У досліджуваній області фіксується кінцеве число точок, які називаються вузловими точками або просто вузлами.

2. Значення безперервної величини в кожній вузловій точці вважається змінним, але повинне бути визначеним.

3. Область визначення безперервної величини розділяється на кінцеве число підобластей, що називаються елементами. Ці елементи мають спільні вузлові точки і в сукупності апроксимують форму області.

4. Безперервна величина апроксимується на кожному елементі поліномом, який визначається за допомогою вузлових значень цієї величини. Для кожного елемента визначається свій поліном, але вони підбираються таким чином, щоб зберігалась безперервність величини вздовж границь елемента. Основна концепція методу кінцевих елементів може бути наглядно проілюстрована на прикладі розподілу температури в одномірному стрижні (рис. 3.22).

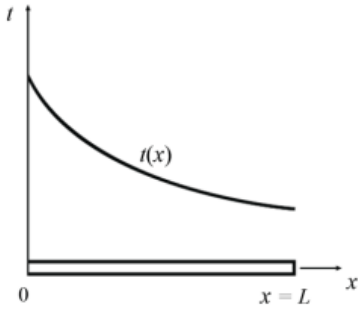



**Рис. 3.22 – Розподіл температури в одномірному стрижні**

Розглядається безперервна величина $t(x)$. Область визначення – відрізок $0L$ вздовж осі $x$. Фіксовані і пронумеровані п'ять точок по осі $x$ (рис. 3.23). Ці вузлові точки не обов'язково розташовувати на однаковій відстані одна від одної. Значення $t(x)$ відомі в кожній вузловій точці. Ці фіксовані значення представлені графічно на рис. 3.23, *б* і позначені в відповідності з номерами вузлових точок через $t_1$, $t_2 \ldots t_5$.

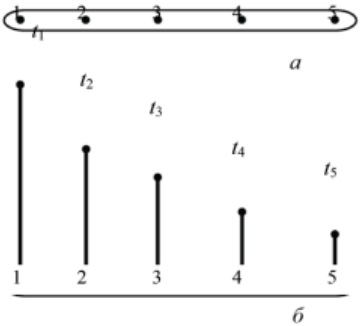



**Рис. 3.23 – Зображення**
***а* – вузлових точок; *б* – допустимих значень функції *t*(*x*)**

Поділ області на елементи може бути проведено двома різними способами. Можна, наприклад, обмежити кожний елемент двома сусідніми

вузловими точками, створивши чотири елементи (рис. 3.24, *а*) або розділити область на два елементи, кожний з яких містить три вузли (рис. 3.24, *б*).

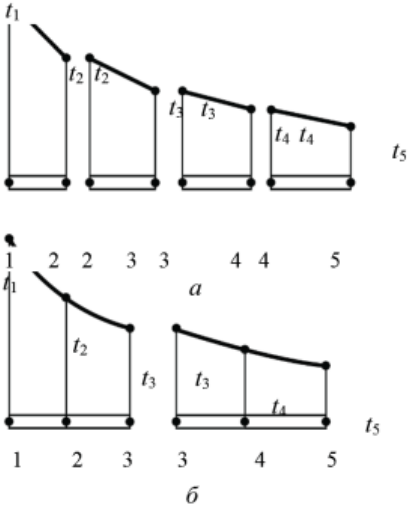



**Рис. 3.24 – Поділ області на елементи**

Відповідний елементу поліном визначають за значеннями $t(x)$ у вузлових точках елемента. У випадку розділення області на чотири елементи, коли на кожний елемент припадає по два вузли, функція елемента буде лінійною по $x$ (дві точки однозначно визначають пряму лінію). Кінцева апроксимація $t(x)$ буде складатись з чотирьох кусочно-лінійних функцій, кожна з яких визначена на окремому елементі (рис. 3.25, *а*).

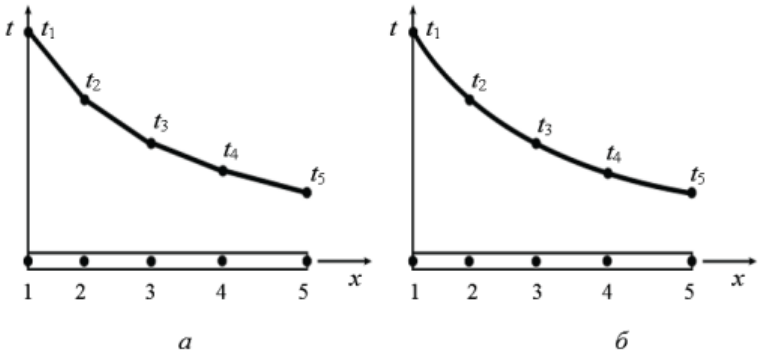



**Рис. 3.25 – Дискретні моделі для одномірного температурного поля**

Інший спосіб розділення на два елементи з трьома вузловими точками приводить до представлення функції елемента в вигляді полінома

другого ступеня. У цьому випадку кінцевою апроксимацією $t(x)$ буде сукупність двох кусочно-безперервних квадратичних функцій. Відмітимо, що це наближення буде саме кусочно-безперервним, оскільки кути нахилу на графіку обох цих функцій можуть мати різні значення в третьому вузлі.

У загальному випадку розподіл температури невідомий і тому необхідно визначити значення цієї величини в деяких точках. Методика побудови дискретної моделі залишається такою же, як описано вище, але з додаванням одного додаткового кроку.

Знову визначається множина вузлів і значення температури в цих вузлах $t_1$, $t_2$, $t_3$…, які тепер є змінними, оскільки вони наперед невідомі. Область розділяється на елементи, на кожному з яких визначається відповідна функція елемента.

При побудові дискретної моделі безперервної величини, що визначається в дво- або тримірній області, основна концепція методу кінцевих елементів використовується аналогічно. У двомірному випадку елементи описуються функціями від $x$ та $y$, при цьому найчастіше розглядаються елементи в вигляді трикутника або чотирикутника.

Таким чином, розподіл у досліджуваній області апроксимується функцією від вузлових значень шуканого розподілу.

Знаходження вузлових значень здійснюється шляхом мінімізації деякої величини – функціонала, який зв'язаний з фізичною суттю задачі. Вид функціонала визначається за допомогою варіаційного обчислення, в якому встановлюється: якщо в кожній точці певної області виконується диференціальне рівняння, то для заданої області справедливо відповідне інтегральне співвідношення, що називається функціоналом. Оскільки вигляд апроксимуючої функції нами заданий, функціонали (визначені інтеграли) виражаються аналітично через вузлові значення шуканого розподілу, і розв'язок диференціального рівняння зводиться до розв'язку системи лінійних алгебраїчних рівнянь відносно вузлових значень $t(x)$.

Таким чином, послідовність визначення температурного поля методом кінцевих елементів наступна:

1) формулюють задачу теплопровідності, початкові та граничні умови;

2) підбирається функціонал, який має таку властивість, що функція, за якої він є мінімальним, задовольняє як вихідне диференціальне рівняння теплопровідності так і граничні умови;

3) розділяється досліджувана область на елементи (дискретизація області) і вибираються функції, що апроксимують досліджуване температурне поле в межах кожного елемента;

4) визначається функціонал через значення температури в вузлах елементів;

5) диференціюється функціонал за кожним невідомим значенням температури у вузлах, а похідні прирівнюються до нуля;

6) розв'язується отримана система рівнянь відносно невідомих значень температури в вузлах.

***Приклад розв'язку рівняння теплопровідності для одномірного поля.*** Одномірне стаціонарне температурне поле описується диференціальним рівнянням:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0. \tag{3.116}$$

Для знаходження розв'язку цього рівняння необхідно задати граничні умови. Задано граничні умови першого роду $t = t_{ГР}$ на одному торці стрижня і граничні умови другого роду:

$$q = \alpha\left(t_{CT} - t_C\right). \tag{3.117}$$

Вихідні дані для розв'язання диференціального рівняння (3.116): площа перерізу стрижня – $F$, м$^2$; його довжина – $L$, м; коефіцієнт теплопровідності – $\lambda$, Вт/м·К; коефіцієнт тепловіддачі – $\alpha$, Вт/м$^2$·К; температура охолоджуючого середовища – $t_c$, °С; початкова температура – $t_0$, °С.

У варіаційному обчисленні встановлюється, що для мінімізації функціонала:

$$\varphi = \int_V \frac{\lambda}{2}\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)^2 dV + \int_F \frac{\alpha}{2}\left(t_{CO} - t_C\right)^2 dF \tag{3.118}$$

необхідно, щоб в області $V$ виконувалося диференціальне рівняння (3.116) з граничними умовами (3.117) на поверхні $F$.

Розділимо досліджувану область – ділянку довжиною $L$ на $n$ відрізків з координатами $x_0 = 0$, $x_1$, $x_2 \ldots x_{n-1}$, $x_n = L$. Позначимо температуру в вузлових точках $t_0$, $t_1$, $t_2 \ldots t_{n-1}$, $t_n$. Апроксимуючи розподіл температури по довжині стрижня ломаною, що приймає в вузлах значення $t_0$, $t_1$, $t_2 \ldots t_{n-1}$, $t_n$ отримаємо для розподілу температури всередині $i$-го вузла:

$$t_i\left(x\right) = t_i + \frac{t_{i+1} - t_i}{x_{i+1} - x_s}. \tag{3.119}$$

Оскільки область $V$ дорівнює сумі $V_0$, $V_1$, $V_2$,..., $V_{n-1}$, $V_n$, то:

$$\varphi = \int\limits_{V_0} \frac{\lambda}{2}\left(\frac{dt_0(x)}{dx}\right)^2 dV + ... + \int\limits_{V_1} \frac{\lambda}{2}\left(\frac{dt_i(x)}{dx}\right)^2 dV + \\ ... + \int\limits_{V_n} \frac{\lambda}{2}\left(\frac{dt_n(x)}{dx}\right)^2 dV + \int\limits_{F} \frac{\alpha}{2}\left(t_n - t_c\right)^2 dF. \qquad (3.120)$$

Враховуючи, що:

$$\int\limits_{V_1} \frac{\lambda}{2}\left(\frac{dt}{dx}\right)^2 dx = \frac{\lambda}{2}\int\limits_{x_i}^{x_{i+1}} \left(\frac{t_{i+1} - t_1}{x_{i+1} - x_i}\right)^2 F dx = \frac{\lambda}{2} F \frac{\left(t_{i+1} - t_i\right)^2}{x_{i+1} - x_i}$$

і

$$\int\limits_{F} \frac{\alpha}{2}\left(t_n - t_c\right)^2 dF = F\frac{\alpha}{2}\left(t_n - t_c\right)^2,$$

вираз (3.120) приймає вигляд:

$$\varphi = \frac{\lambda}{2} F \frac{\left(t_1 - t_0\right)^2}{x_1 - x_0} + ... + \frac{\lambda}{2} F \frac{\left(t_{i+1} - t_i\right)^2}{x_{i+1} - x_i} + ... + \frac{\lambda}{2} F \frac{\left(t_n - t_{n-1}\right)^2}{x_n - x_{n-1}} + F\frac{\alpha}{2}\left(t_n - t_c\right)^2.$$

Найкращими наближеннями значень температури $t_i$ будуть такі, за якими величина φ мінімальна.

Екстремум функції багатьох змінних $\varphi(t_0, t_1, t_2, \ldots t_{n-1}, t_n)$ досягається за умови:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \varphi}{\partial t_0} = \dfrac{\lambda F}{x_1 - x_0}\left(t_0 - t_1\right) = 0; \\ \dfrac{\partial \varphi}{\partial t_1} = \dfrac{\lambda F}{x_1 - x_{i-1}}\left(t_i - t_{i-1}\right) + \dfrac{\lambda F}{x_{i+1} - x_i}\left(t_i - t_{i+1}\right) = 0; \\ \dfrac{\partial \varphi}{\partial t_n} = \dfrac{\lambda F}{x_n - x_{n-1}}\left(t_n - t_{n-1}\right) + \alpha F\left(t_n - t_c\right) = 0. \end{cases} \qquad (3.121)$$

Вираз (3.121) представляє собою систему з $n$ лінійних алгебраїчних рівнянь з $n + 1$ невідомими. Для того щоб система рівнянь була замкнутою задають граничну умову $t = t_{ГР.}$ Таким чином, розв'язок диферен-

ціального рівняння теплопровідності (3.116) у цьому випадку зводиться до розв`язання системи лінійних рівнянь. Такий самий підхід може бути застосований і до розв'язання рівнянь теплопровідності для випадків дво- і тримірного температурних полів.

***Особливості і переваги методу.*** На сьогодні область застосування методу кінцевих елементів охоплює всі фізичні задачі, які можуть бути описані диференціальними рівняннями. Найбільш важливими перевагами методу є:

1. Властивості матеріалів суміжних елементів не повинні бути обов'язково однаковими. Це дозволяє застосовувати метод до тіл, складених з декількох матеріалів.

2. Криволінійна область може бути апроксимована з допомогою прямолінійних елементів або описана точно з допомогою криволінійних елементів. Таким чином, цим методом можна користуватись не тільки для областей з «доброю» формою границь.

3. Розміри елементів можуть бути змінними. Це дозволяє збільшувати або зменшувати сітку розділення області на елементи, якщо в цьому є необхідність.

4. За допомогою методу кінцевих елементів можна розглядати граничні умови з розривним поверхневим навантаженням, а також змішані граничні умови.

5. Вказані переваги методу кінцевих елементів можуть бути використані при складанні достатньо загальної програми для розв'язання широкого класу задач.

На сьогодні використання чисельних методів в інженерних розрахунках постійно збільшується. Це пов`язано з бурхливим розвитком обчислювальної техніки. Окрім того, існує цілий ряд математичних пакетів (ANSYS Fluent, NASTRAN тощо) орієнтованих на розв'язок диференціальних рівнянь методом кінцевих елементів. Це достатньо потужні математичні продукти, що містять графічні інструменти для задання геометричної форми об`єктів і створення сіток, довідникового апарату з відомостями про фізичні характеристики середовищ і матеріалів і звичайно процедури розв'язку диференціальних рівнянь теплопровідності при дослідженні теплових процесів у ДВЗ.

## Контрольні питання

1. Дайте визначення густини теплового потоку в циліндрі ДВЗ.
2. Які складові містить сумарна густина теплового потоку в циліндрі ДВЗ?
3. Який фізичний зміст коефіцієнта тепловіддачі? Одиниця виміру.
4. Як розраховують коефіцієнт тепловіддачі в циліндрі ДВЗ?
5. Від яких факторів залежить коефіцієнт тепловіддачі в циліндрі ДВЗ?

6. Поясність три режими теплообміну в порожнинах рідинного охолодження ДВЗ.

7. Які існують види і конструкції радіаторів автомобіля?

8. У чому переваги алюмінієвих радіаторів в порівнянні з мідними?

9. Поясніть класичний тепловий розрахунок радіатора автомобіля.

10. Наведіть формулу для розрахунку коефіцієнта тепловіддачі від охолоджуючої рідини до стінок трубок радіатора автомобіля.

11. Наведіть формулу для розрахунку коефіцієнта тепловіддачі від стінок трубок радіатора автомобіля.

12. Як розрахувати коефіцієнт теплопередачі радіатора автомобіля?

13. У чому переваги способу розрахунку радіатора автомобіля за патентом № 154090 Україна, МПК F02C 7/12 (2006.01)?

14. Як оцінити чи забезпечує радіатор ефективне охолодження двигуна внутрішнього згоряння?

15. У чому суть розрахунку системи охолодження автомобіля за методом В. Є. Тарасенка?

16. Які чисельні методи розв'язку диференціальних рівнянь теплопровідності найчастіше застосовують при дослідження теплових процесів у двигунах внутрішнього згоряння?

17. Поясніть метод кінцевих різниць стосовно розрахунку теплових процесів в ДВЗ.

18. Поясніть метод кінцевих елементів стосовно розрахунку теплових процесів в ДВЗ.

# ЛІТЕРАТУРА


1. Амброжевич М. В. Теорія робочих процесів теплових машин: консп. лекцій / М. В. Амброжевич, К. С. Єпіфанов. – Харків : Нац. аерокосм. ун-т «Харківський авіаційний інститут», 2008. – Ч. 1: Робочі процеси двигунів внутрішнього згоряння. – 113 с.

2. Свідерський В. П. Термодинаміка і теплові процеси зварювання : навч. посіб. / В. П. Свідерський, В. С. Яремчук. – Хмельницький : ХНУ, 2014. – 375 с.

3. Гащук Петро, Нікіпчук Сергій Теплотворення й теплоспоживання в двигуні швидкого внутрішнього згоряння : монографія. – Київ : ВД «Кондор», 2021. – 324 с.

4. Амброжевич М. В. Теорія робочих процесів теплових машин: консп. лекцій / М. В. Амброжевич, К. С. Єпіфанов. – Харків : Нац. аерокосм. ун-т «Харківський авіаційний інститут», 2011. – Ч. 2: Робочі процеси теплових машин и їх оптимізація. – 101 с.

5. Автомобільні двигуни / Ф. І. Абрамчук, Ю. Ф. Гутаревич, К. Є. Долганов, І. І. Тимченко. – Київ : Арістей, 2006. – 476 с.

6. Гащук П. М. Енергія та упорядкований рух / П. М. Гащук. – Львів : Українські технології, 2004. – 608 с.

7. Гащук П. М., Вайда І. Р., Нікіпчук С. В. Фазові переходи в речовинах. нагромадження та перетворення енергії / П. М. Гащук, І. Р. Вайда, С. В. Нікіпчук. – Львів : Українські технології, 2006. – 224 с.

8. Гащук П., Никипчук С. Аналітична апроксимація паливних характеристик автомобільного двигуна / П. Гащук, С. Никипчук // Polska Akademia nauk oddział w Krakowie. Teka komisji naukowo-problemowej motoryzacji: konstrukcja, Badanja, Eksploatacja, Technologia pojazdów samochodowych I silników sralinowych. – Zeszyt Nr 22. – Kraków, 2001. – S. 127–134.

9. Гащук П. М., Нікіпчук С. В. Моделювання теплообмінних процесів, що перебігають в циліндрах двигуна внутрішнього згоряння // зб. наук. праць «Пожежна безпека» ЛДУ БЖД. – № 33. – Львів, 2018. – С. 15–34. DOI: 10.32447/20786662.33.2018.03.

10. Гащук П. М., Нікіпчук С. В. Особливості теплотворення в двигуні внутрішнього згоряння // Автомобільний транспорт. – № 42. – 2018. – С. 12–21. DOI: 10.30977/AT.2219-8342.2018.42.0.12.

11. Vogel Ch. Einflus von Wandanblagenmgen auf den Warmeubergang im Verbrennungsmotor: Dissertation / Ch Vogel. – 1995. – TU Munchen. – 119 s.

12. Huber K. Der Warmenbergang shnellanfender direkteinspritzender Dieselmotoren: Dissertation / K. Huber. – 1990. – TU Munchen. – 130 p.

13. Hohenberg G. Berechunung des gasseitigen Warmeuberganges in Dieselmotoren: Dissertation / G. Hohenberg. – 1990. – TU Munchen. – 130 p.

14. Гащук П. М., Нікіпчук С. В. Теплотворення в двигуні швидкого внутрішнього згоряння // Mechanics and Advanced Technologies. – Київ, 2018. – Т. 82, № 1. – С. 92–99. DOI: 10.20535/2521-1943.2018.82.125201.

15. Константінов С. М. Теоретичні основи теплотехніки : підруч. для студ. нетеплотехн. спец. ВНЗ / С. М. Константінов, Є. М. Панов. – Київ : Золоті ворота, 2012. – 591 с.

16. Бруяка В. А. Інженерний аналіз в ANSYS Workebench [Електронний ресурс] / В. А. Бруяка, В. Г. Фокін, Е. А. Солдусова. – 2010. – 271 с. – Режим доступу: http://mmm_sfvgu.ssu.samara.ru/polunkov/ansys posob_ ansys.pdf.

17. Метод кінцевих елементів: теорія, алгоритми, реалізація / В. А. Толок [та ін.]. – Київ : Наук. думка, 2003. 316 с

18. Киричевский В. В. Метод кінцевих елементів в механіці еластомерів. – Київ : Наук. думка, 2002. – 653 с.

19. Куліков Ю. А. Системи охолодження, вентиляції та опалення автомобілів : монографія / Ю. А. Куліков, М. В. Грибиниченко, А. В. Гончаров. – Луганськ : вид-во ВНУ ім. В. Даля, 2006. – 248 с.

20. Технічна експлуатація та надійність автомобілів : навч. посіб. Є. Ю. Форнальчик, М. С. Оліскевич, О. Л. Мастикаш, Р. А. Пельо. – Львів : Афіша, 2004. – 492 с.

21. Пат. № 143579 Україна, МПК МПК F02C 7/12 (2006.01). Стенд для дослідження системи охолодження двигуна внутрішнього згоряння / О. В. Диха, В. П. Свідерський, О. П. Бабак, О. М. Маковкін, В. С. Яремчук; заявник і патентовласник Хмельницький нац. університет. – № u201911097; заявл. 12.11.2019 р., опубл. 10.08.2020, бюл. № 15. – 6 с.

22. Пластинчасті теплообмінники в промисловості : навч. посіб. / під заг. ред. Л. Л. Товажнянского. – Харків : НТУ «ХПІ», 2004. – 232с.

23. Гончаров А. В. Підвищення техніко-експлуатаційних характеристик автомобіля удосконаленням блоку «радіатор-вентилятор» системи охолодження двигуна : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. техн. наук : спец. 05.22.02 «Автомобілі і трактори» / А. В. Гончаров. – Харківський національний автомобільно-дорожній університет, Харків, 2008. – 27 с.

24. Ishida M., Ueki H., Yoshimura Y., Matsumura, N. Studies on Combustion and Exhaust Emissions in a High Speed DI Diesel Engine // Society of Automotive Engineers Paper. – 2000. – 901614. – P. 1–7.

25. Якубович А. І. Визначення поверхні охолодження радіатора / А. І. Якубович, В. Є. Тарасенко // Вісник ЦНТУ. – 2009. – №1. – С. 54–60.

26. Гащук П., Миськів Т., Нікіпчук С. Автомобільні двигуни. Тепловий та динамічний розрахунок. – Львів : Українські технології, 2006. – 144 с.

27. Chen Z., Konno M., Oguma M., Yanai T. Experimental study of CI natural-gas/DME homogeneous charge engine // SAE Technical Paper Series. – 2000. – № 2000-01-0329. – 10 p.

28. Conklin J. C., Szybist J. P. A highly efficient six stroke internal combustion engine cycle with water injection for in-cylinder exhaust heat recovery. – Energy, 2010. – Vol. 35, Issue 4. – P. 1658–1664. DOI: 10.1016/energy.2009.12.012.

29. Crower B. 2007/0022977 A1 US, МКІ F01 B29/04. Method and apparatus for operating an internal combustion engine. – 2007. – P. 1–13.

30. Hashchuk P., Nikipchuk S. General principles of hard-softtechnologies application to modelling of operation process in internal combustion engines // Proceedings of Odesa polytechnic university. – Odesa, 2018. – Issue 2 (55). – P. 34–48.

31. Noga M., Sendyka B. New Design of the five-stroke engine // Journal of KONES Powertrain and Transport. – 2013. – 20 (1). – P. 239–246.

32. Karmalkar C., Raut V. Analyzing the implementation of six stroke engine in a Hybrid Car // International Journal of Mechanical Engineering and Applications. – 2014. – Vol. 2, Issue 1. – P. 1–4. DOI: 10.11648 j.ijmea.20140201.11.

33. Makheeja D. A Review: Six Stroke Internal Combustion Engine // Journal of Mechanical and Civil Engineering (IOSR-JMCE). – 2015. – Vol. 12. – P. 7–11.

34. Newman L. G. Five stroke internal combustion engine / Patent US6776144B1. — USA; Aug. 17, 2004.

35. Schmitz G. Five-stroke internal combustion engine / Patent US6553977B2. – USA. –April 29, 2003.

36. Palanivendhan M. Modi Hitesh and Bansal Garvit Five Stroke Internal Combustion Engine // International Journal of Control Theory and Applications. – 2016. – 9(13). – P. 5855–5862.

37. Дослідження параметрів системи охолодження двигунів внутрішнього згорання / О. Марціяш, І. Гевко, І. Кучвара, [та ін.] // Вісник ТНТУ. – 2011. – Т. 16, № 4. – С. 77–83.

38. Пат. № 69584 Україна, МПК (2006.01): F02C 7/12. Стенд для дослідження параметрів системи охолодження двигунів внутрішнього згоряння / Б. М. Гевко, О. М. Марціяш, В. П. Калушка, І. М. Кучвара, І. Б. Гевко; заявники і патентовласники Б. М. Гевко, О. М. Марціяш, В. П. Калушка, І. М. Кучвара, І. Б. Гевко. – № u201109736; заявл. 05.08.2011; опубл. 10.5.2012, Бюл. № 19. – 3 с.

39. Пат. № 154090 Україна, МПК F02C 7/12 (2006.01). Спосіб визначення параметрів системи охолодження двигуна внутрішнього зго-

ряння / О. В. Диха, В. П. Свідерський, О. П. Бабак, О. М. Маковкін, В. С. Яремчук, А. А. Вичавка; заявник і патентовласник Хмельницький нац. Університет. – № u202205032; заявл. 27.12.2022 р., опубл. 11.10.2023, бюл. № 41. – 6 с.

40. Пат. 161981 Україна, МПК F02C7/12. Спосіб визначення ефективності радіатора для охолодження двигуна внутрішнього згоряння / О. В. Диха, В. П. Свідерський, О. П. Бабак, О. М. Маковкін, В. С. Яремчук, А. А. Вичавка, володілець Хмельницький нац. ун-т. – u202502304; заявл. 16.05.2025; опубл. 28.01.2026, бюл. № 4/2026 − 9 с. https://sis.nipo.gov.ua/uk/search/detail/1896833/

# ДОДАТОК А

**Таблиця А.1 – Середня мольна теплоємність деяких газів за постійного тиску**

| $t$, °С | $c_{пр}$, кДж/(кмоль·К) | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $H_2$ | $N_2$ | $O_2$ | Повітря | $CO_2$ | $H_2O$ | CO | $SO_2$ |
| 0 | 28,62 | 29,12 | 21,27 | 29,07 | 35,86 | 33,50 | 29,12 | 38,859 |
| 100 | 28,93 | 29,14 | 29,54 | 29,15 | 38,11 | 33,74 | 29,18 | 40,660 |
| 200 | 29,07 | 29,23 | 29,93 | 29,30 | 40,06 | 34,12 | 29,30 | 42,335 |
| 300 | 29,12 | 29,38 | 30,40 | 29,52 | 41,76 | 34,58 | 29,52 | 43,884 |
| 400 | 29,19 | 29,60 | 30,88 | 29,79 | 43,52 | 35,09 | 29,79 | 45,224 |
| 500 | 29,25 | 29,86 | 31,33 | 30,10 | 44,57 | 35,63 | 30,10 | 46,396 |
| 600 | 29,32 | 30,15 | 31,76 | 30,41 | 45,75 | 36,20 | 30,42 | 47,360 |
| 700 | 29,41 | 30,45 | 32,15 | 30,72 | 46,81 | 36,79 | 30,75 | 48,239 |
| 800 | 29,52 | 30,75 | 32,50 | 31,03 | 47,76 | 37,39 | 31,07 | 48,951 |
| 900 | 29,65 | 31,04 | 32,83 | 31,32 | 48,62 | 38,01 | 31,38 | 49,621 |
| 1000 | 29,79 | 31,31 | 33,12 | 31,60 | 49,40 | 38,62 | 31,67 | 50,165 |
| 1100 | 29,94 | 31,58 | 33,39 | 31,86 | 50,10 | 39,23 | 31,94 | 50,668 |
| 1200 | 30,11 | 31,83 | 33,63 | 32,11 | 50,74 | 39,83 | 32,19 | 51,086 |
| 1300 | 30,29 | 32,07 | 33,86 | 32,34 | 51,32 | 40,41 | 32,43 | – |
| 1400 | 30,47 | 32,29 | 34,08 | 32,57 | 51,86 | 40,98 | 32,65 | – |
| 1500 | 30,65 | 32,50 | 34,28 | 32,77 | 52,35 | 41,53 | 32,86 | – |
| 1600 | 30,83 | 32,70 | 34,47 | 32,93 | 52,80 | 42,06 | 33,06 | – |
| 1700 | 31,01 | 32,88 | 34,66 | 33,15 | 53,22 | 42,58 | 33,23 | – |
| 1800 | 31,10 | 33,05 | 34,83 | 33,32 | 53,60 | 43,07 | 33,40 | – |
| 1900 | 31,37 | 33,22 | 35,01 | 33,48 | 53,96 | 43,94 | 33,56 | – |
| 2000 | 31,55 | 33,37 | 35,17 | 33,66 | 54,29 | 44,00 | 33,71 | – |

**Таблиця А.2 – Характеристики деяких газів**

| Газ | Хімічна формула | μ, кг/кмоль | $\rho_н$, кг/кмоль | $\nu_\mu$, $м^3$/кмоль | $R$, Дж/(кг·К) |
|---|---|---|---|---|---|
| Водень | $H_2$ | 2,016 | 0,090 | 22,43 | 4124,0 |
| Гелій | He | 4,003 | 0,179 | 22,42 | 2078,0 |
| Метан | $CH_4$ | 16,032 | 0,717 | 22,39 | 518,8 |
| Аміак | $NH_3$ | 17,032 | 0,771 | 22,08 | 488,3 |
| Водяна пара | $H_2O$ | 18,016 | 0,804 | 22,40 | 461,0 |
| Азот | $N_2$ | 28,026 | 1,251 | 22,40 | 296,8 |
| Окис вуглецю | CO | 28,01 | 1,250 | 22,40 | 296,8 |
| Повітря | – | 28,96 | 1,293 | 22,40 | 287,0 |
| Кисень | $O_2$ | 32,00 | 1,429 | 22,40 | 259,8 |
| Вуглекислий газ | $CO_2$ | 44,01 | 1,977 | 22,26 | 188,9 |
| Сірчистий газ (діоксид сірки) | $SO_2$ | 64,06 | 2,926 | 21,89 | 129,8 |

**Таблиця А.3 – Співвідношення різних одиниць вимірювання тиску**

| Одиниця | Назва одиниці | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | Па | бар | кгс/см$^2$ | мм рт. ст. | мм вод. ст. |
| 1 Па | 1 | $10^{-5}$ | $1{,}02 \cdot 10^{-5}$ | $7{,}5024 \cdot 10^{-3}$ | 0,102 |
| 1 бар | $10^5$ | 1 | 1,02 | $7{,}5024 \cdot 10^2$ | $1{,}2 \cdot 10^4$ |
| 1 кгс/см$^2$ | $9{,}8067 \cdot 10^4$ | 0,98067 | 1 | 735 | $10^4$ |
| 1 мм рт. ст. | 133 | $1{,}33 \cdot 10^{-3}$ | $1{,}36 \cdot 10^3$ | 1 | 13,6 |
| 1 мм вод. ст. | 9,8067 | $9{,}8067 \cdot 10^{-5}$ | $10^{-4}$ | $7{,}35 \cdot 10^{-2}$ | 1 |

**Таблиця А.4 – Теплофізичні характеристики матеріалів**

| Матеріал | Коефіцієнт теплопровідності $\lambda$, Вт/м·К | Об'ємна теплоємність $c \cdot \rho$, МДж/м$^3$·К | Коефіцієнт температуропровідності $a_T$, $\cdot 10^{-6}$, м$^2$/с |
|---|---|---|---|
| Сталь: | | | |
| – маловуглецева | 40,19 | 4,77 | 8,5 |
| – вуглецева | 37,68–46,05 | 4,77 | 7,9–9,6 |
| – низьколегована | 33,49–37,68 | 4,77 | 7,0–7,9 |
| – хромиста | 25,12 | 4,77 | 5,3 |
| – хромонікелева | 16,75–25,12 | 4,77 | 3,5–5,3 |
| Алюміній | 263,75 | 2,72 | 100 |
| Алюмінієві сплави АМг-5, АМг-6 | 138,16–163,97 | 2,72 | 50–51 |
| Мідь червона | 376,81 | 3,98 | 95 |
| Титан ВТ-1 | 17,58 | 3,55 | 5 |
| Титанові сплави ОТ-4, ВТ5-8 | 14,24 | 3,55 | 4 |

**Таблиця А.5 – Коефіцієнт теплопровідності газів, Вт/м·К ($p$ = 101,3 кПа)**

| Газ | Температура, °С | | | |
|---|---|---|---|---|
| | 0 | 50 | 100 | 200 |
| Азот | 0,0233 | 0,0267 | 0,0314 | 0,0384 |
| Аміак | 0,0209 | 0,0256 | 0,0314 | – |
| Водень | 0,1628 | 0,1861 | 0,2210 | 0,2559 |
| Водяна пара | 0,0163 | 0,0198 | 0,0244 | 0,0326 |
| Двоокис вуглецю | 0,0140 | 0,0186 | 0,0233 | 0,0314 |
| Кисень | 0,0244 | 0,0291 | 0,0326 | 0,0407 |
| Метан | 0,0302 | 0,0361 | 0,0465 | – |
| Окис вуглецю | 0,0221 | 0,0244 | – | – |
| Повітря | 0,0244 | 0,0279 | 0,0326 | 0,0395 |

**Таблиця А.6 – Теплофізичні властивості сухого повітря за атмосферного тиску ($p$ = 0,0981 МПа)**

| Температура, °С | Густина ρ, кг/м$^3$ | Теплоємність $c_p$, кДж/(кг·К) | Теплопровідність $\lambda \cdot 10^2$, Вт/(м·К) | Температуропровідність $a_T \cdot 10^6$, м$^2$/с | В'язкість | | Число Прандтля Pr |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | | динамічна $\mu \cdot 10^6$, Н·с/м$^2$ | кінематична $\nu \cdot 10^6$, м$^2$/с | |
| –50 | 1,584 | 1,061 | 2,04 | 12,7 | 14,6 | 9,23 | 0,728 |
| –40 | 1,515 | 1,013 | 2,12 | 13,8 | 15,2 | 10,04 | 0,728 |
| –30 | 1,453 | 1,013 | 2,20 | 14,9 | 15,7 | 10,80 | 0,723 |
| –20 | 1,395 | 1,009 | 2,28 | 16,2 | 16,2 | 12,79 | 0,716 |
| –10 | 1,342 | 1,009 | 2,36 | 17,4 | 16,7 | 12,43 | 0,712 |
| 0 | 1,293 | 1,005 | 2,44 | 18,8 | 17,2 | 13,28 | 0,707 |
| 10 | 1,247 | 1,005 | 2,51 | 20,0 | 17,6 | 14,16 | 0,705 |
| 20 | 1,205 | 1,005 | 2,59 | 21,4 | 18,1 | 15,06 | 0,703 |
| 30 | 1,165 | 1,005 | 2,67 | 22,9 | 18,6 | 16,00 | 0,701 |
| 40 | 1,128 | 1,005 | 2,76 | 24,3 | 19,1 | 16,96 | 0,699 |
| 50 | 1,093 | 1,005 | 2,83 | 25,7 | 19,6 | 17,95 | 0,698 |
| 60 | 1,060 | 1,005 | 2,90 | 27,2 | 20,1 | 18,97 | 0,696 |
| 70 | 1,029 | 1,009 | 2,96 | 28,6 | 20,6 | 20,02 | 0,694 |
| 80 | 1,000 | 1,009 | 3,05 | 30,2 | 21,1 | 21,09 | 0,692 |
| 90 | 0,972 | 1,009 | 3,13 | 31,9 | 21,5 | 22,10 | 0,690 |
| 100 | 0,946 | 1,009 | 3,21 | 33,6 | 21,9 | 23,13 | 0,688 |
| 120 | 0,898 | 1,009 | 3,34 | 36,8 | 22,8 | 25,45 | 0,686 |
| 140 | 0,854 | 1,013 | 3,49 | 40,3 | 23,7 | 23,80 | 0,684 |
| 160 | 0,815 | 1,017 | 3,64 | 43,9 | 24,5 | 30,09 | 0,682 |
| 180 | 0,779 | 1,022 | 3,78 | 47,5 | 25,3 | 32,49 | 0,681 |
| 200 | 0,746 | 1,026 | 3,93 | 51,4 | 26,0 | 34,85 | 0,680 |
| 250 | 0,674 | 1,038 | 4,27 | 61,0 | 27,4 | 40,61 | 0,677 |
| 300 | 0,615 | 1,047 | 4,60 | 71,6 | 29,7 | 48,33 | 0,674 |
| 350 | 0,566 | 1,059 | 4,91 | 81,9 | 31,4 | 55,46 | 0,676 |
| 400 | 0,524 | 1,068 | 5,21 | 93,1 | 33,0 | 63,09 | 0,678 |
| 500 | 0,456 | 1,059 | 5,74 | 115,3 | 36,2 | 79,38 | 0,687 |
| 600 | 0,404 | 1,114 | 6,22 | 138,3 | 39,1 | 96,89 | 0,699 |
| 700 | 0,362 | 1,135 | 6,71 | 163,4 | 41,8 | 115,4 | 0,706 |
| 800 | 0,329 | 1,156 | 7,18 | 188,8 | 44,3 | 134,8 | 0,713 |
| 900 | 0,301 | 1,172 | 7,63 | 216,2 | 46,7 | 155,1 | 0,717 |
| 1000 | 0,277 | 1,185 | 8,07 | 254,9 | 49,0 | 177,1 | 0,719 |
| 1100 | 0,257 | 1,197 | 8,50 | 276,2 | 51,2 | 199,3 | 0,722 |
| 1200 | 0,239 | 1,210 | 9,15 | 316,5 | 53,5 | 233,7 | 0,724 |

**Таблиця А.7 – Теплофізичні властивості водного розчину етиленгліколю**

| $t_з$, °С | $x$, % (мас.) | ρ (15 °С), кг/м$^3$ | $t$, °С | $c_p$, кДж/кг·К) | ν, $10^{-6}$ м$^2$/с | λ, Вт/м·К | Pr |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| –2 | 4,6 | 1005 | 50 | 4,15 | 0,586 | 0,616 | 3,96 |
| –2 | 4,6 | 1005 | 20 | 4,15 | 1,07 | 0,582 | 7,7 |
| –2 | 4,6 | 1005 | 10 | 4,13 | 1,365 | 0,570 | 9,9 |
| –2 | 4,6 | 1005 | 0 | 4,11 | 1,95 | 0,546 | 14,4 |
| –4 | 8.4 | 1010 | 50 | 4,11 | 0,68 | 0,534 | 4,75 |
| –4 | 8.4 | 1010 | 20 | 4,07 | 1,17 | 0,57 | 8,4 |
| –4 | 8.4 | 1010 | 10 | 4,07 | 1,55 | 0,558 | 11,4 |
| –4 | 8.4 | 1010 | 0 | 4,07 | 2,29 | 0,546 | 16,7 |
| –5 | 12,2 | 1015 | 50 | 4,07 | 0,677 | 0,582 | 4,8 |
| –5 | 12,2 | 1015 | 20 | 4,04 | 1,35 | 0,546 | 10,1 |
| –5 | 12,2 | 1015 | 10 | 4,01 | 1,84 | 0,54 | 13,8 |
| –5 | 12,2 | 1015 | 0 | 3,99 | 2,51 | 0,535 | 18,9 |
| –7 | 16 | 1020 | 50 | 4,03 | 0,77 | 0,558 | 5,62 |
| –7 | 16 | 1020 | 20 | 3,95 | 1,45 | 0,535 | 10,8 |
| –7 | 16 | 1020 | 10 | 3,92 | 2,02 | 0,84 | 15,4 |
| –7 | 16 | 1020 | 0 | 3,9 | 2,79 | 0,512 | 21,6 |
| –7 | 16 | 1020 | –5 | 3,9 | 3,37 | 0,5 | 26,6 |
| –10 | 19,8 | 1025 | 50 | 3,99 | 0,76 | 0,546 | 5,7 |
| –10 | 19,8 | 1025 | 20 | 3,9 | 1,63 | 0,524 | 12,5 |
| –10 | 19,8 | 1025 | 10 | 3,88 | 2,2 | 0,512 | 17,0 |
| –10 | 19,8 | 1025 | 0 | 3,86 | 3,06 | 0,5 | 24,2 |
| –10 | 19,8 | 1025 | –5 | 3,8 | 3,73 | 0,488 | 30.0 |
| –13 | 23,6 | 1030 | 50 | 3,95 | 0,858 | 0,521 | 6,60 |
| –13 | 23,6 | 1030 | 20 | 3,86 | 1,72 | 0,500 | 13,7 |
| –13 | 23,6 | 1030 | 10 | 3,82 | 2,48 | 0,494 | 19,6 |
| –13 | 23,6 | 1030 | 0 | 3,78 | 3,44 | 0,488 | 27,4 |
| –13 | 23,6 | 1030 | –10 | 3,78 | 4,95 | 0,488 | 39,4 |
| –15 | 27,4 | 1035 | 50 | 3,85 | 0,855 | 0,512 | 6,7 |
| –15 | 27,4 | 1035 | 20 | 3,78 | 1,900 | 0,488 | 15,2 |
| –15 | 27,4 | 1035 | 0 | 3,73 | 3,800 | 0,477 | 31 |
| –15 | 27,4 | 1035 | –10 | 3,70 | 5,500 | 0,477 | 44 |
| –15 | 27,4 | 1035 | –15 | 3,67 | 6,830 | 0,472 | 55 |
| –17 | 31,2 | 1040 | 50 | 3,82 | 0,94 | 0,5 | 7,5 |
| –17 | 31,2 | 1040 | 20 | 3,73 | 2,07 | 0,477 | 16,8 |
| –17 | 31,2 | 1040 | 0 | 3,65 | 4,25 | 0,465 | 34,5 |
| –17 | 31,2 | 1040 | –10 | 3,65 | 6,45 | 0,465 | 52 |
| –17 | 31,2 | 1040 | –15 | 3,63 | 7,9 | 0,46 | 65 |

**Продовження таблиці А.7**

| $t_з$, °С | $x$, % (мас.) | ρ (15 °С), кг/м$^3$ | $t$, °С | $c_p$, кДж/кг·К) | ν, ·10$^{-6}$ м$^2$/с | λ, Вт/м·К | Pr |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| –21 | 35 | 1045 | 50 | 3,73 | 1,03 | 0,477 | 8,4 |
| –21 | 35 | 1045 | 20 | 3,65 | 2,35 | 0,465 | 19,2 |
| –21 | 35 | 1045 | 0 | 3,57 | 4,7 | 0,465 | 37,7 |
| –21 | 35 | 1045 | –10 | 3,57 | 7,35 | 0,454 | 60 |
| –21 | 35 | 1045 | –15 | 3,55 | 8,9 | 0,454 | 73 |
| –21 | 35 | 1045 | –20 | 3,52 | 11,3 | 0,454 | 92 |
| –26 | 38,8 | 1050 | 50 | 3,69 | 1,12 | 0,465 | 9,3 |
| –26 | 38,8 | 1050 | 20 | 3,57 | 2,63 | 0,454 | 21,6 |
| –26 | 38,8 | 1050 | 0 | 3,53 | 5,32 | 0,454 | 44 |
| –26 | 38,8 | 1050 | –10 | 3,48 | 8,25 | 0,454 | 67 |
| –26 | 38,8 | 1050 | –15 | 3,46 | 10,3 | 0,454 | 82 |
| –26 | 38,8 | 1050 | –20 | 3,44 | 13,5 | 0,454 | 107 |
| –26 | 38,8 | 1050 | –25 | 3,55 | 17,8 | 0,454 | 144 |
| –29 | 42,6 | 1055 | 50 | 3,61 | 1,30 | 0,442 | 11,2 |
| –29 | 42,6 | 1055 | 20 | 3,48 | 2,78 | 0,442 | 23,0 |
| –29 | 42,6 | 1055 | 0 | 3,44 | 5,85 | 0,442 | 47,5 |
| –29 | 42,6 | 1055 | –10 | 3,40 | 9,10 | 0,442 | 73,0 |
| –29 | 42,6 | 1055 | –15 | 3,38 | 11,70 | 0,442 | 93,0 |
| –29 | 42,6 | 1055 | –20 | 3,36 | 15,20 | 0,442 | 122,0 |
| –29 | 42,6 | 1055 | –25 | 3,33 | 20,50 | 0,442 | 162,0 |
| –33 | 46,4 | 1060 | 50 | 3,53 | 1,48 | 0,430 | 12,8 |
| –33 | 46,4 | 1060 | 20 | 3,40 | 3,24 | 0,430 | 27,0 |
| –33 | 46,4 | 1060 | 0 | 3,36 | 6,28 | 0,430 | 51,50 |
| –33 | 46,4 | 1060 | –10 | 3,32 | 10,20 | 0,430 | 84,0 |
| –33 | 46,4 | 1060 | –15 | 3,29 | 13,00 | 0,430 | 105,0 |
| –33 | 46,4 | 1060 | –20 | 3,27 | 17,20 | 0,430 | 140,0 |
| –33 | 46,4 | 1060 | –25 | 3,25 | 22,60 | 0,430 | 180,0 |
| –33 | 46,4 | 1060 | –30 | 3,23 | 30,50 | 0,430 | 242,0 |

**Таблиця А.8 – Середня масова теплоємність твердих матеріалів**[*]

| | |
|---|---|
| Алюміній 0,92 | Мідь 0,385 |
| Азбест 0,84 | Пісок сухий 0,80 |
| Бронза 0,385 | Свинець 0,13 |
| Залізо 0,50 | Сталь 0,50 |
| Каолін 0,92 | Цинк 0,38 |
| Кокс 0,84 | Чавун 0,50 |
| Латунь 0,394 | Шлак 0,75 |
| Кварц 0,80 | Текстоліт 1,47 |

***Примітка*:** [*]кДж/кг·К, для діапазону температур $t$ = 0–100 °С.

**Таблиця А.9 – Множники, префікси та їх позначення для кратних і частинних одиниць**

| Префікс | Позначення (укр.) | Множник |
|---|---|---|
| ***Кратні одиниці*** | | |
| гіга | Г | $1000000000 = 10^{9}$ |
| мега | М | $1000000 = 10^{6}$ |
| кіло | к | $1000 = 10^{3}$ |
| гекто | г | $100 = 10^{2}$ |
| дека | да | $10 = 10^{1}$ |
| ***Частинні одиниці*** | | |
| деци | д | $0{,}1 = 10^{-1}$ |
| санти | с | $0{,}01 = 10^{-2}$ |
| мілі | м | $0{,}001 = 10^{-3}$ |
| мікро | мк | $0{,}000001 = 10^{-6}$ |
| нано | н | $0{,}000000001 = 10^{-9}$ |

# ЗМІСТ

**Вступ** ..... 3

**Розділ 1**
**Режими роботи двигунів,**
**їх основні характеристики і тепловий баланс**

1.1 Цикли поршневих двигунів внутрішнього згоряння ..... 5
1.2 Робочий процес двигуна внутрішнього згоряння ..... 7
1.3 Цикл Отто ..... 10
1.4 Цикл Дизеля ..... 13
1.5 Цикл Сабате–Тринклера ..... 16
1.6 Основні характеристики і тепловий баланс ДВЗ ..... 18
1.7 Вплив різних факторів на тепловий баланс ДВЗ ..... 27
1.8 Теплова напруженість деталей двигуна ..... 30
1.9 Теплоємність ідеальних та реальних газів ..... 32
1.10 Газові суміші ..... 38

**Розділ 2**
**Основи теорії теплопровідності**
**в двигунах внутрішнього згоряння**

2.1 Предмет і основні задачі теорії.
Види перенесення теплоти, основні визначення ..... 45
2.2 Теплопровідність. Основні поняття та терміни ..... 48
2.3 Закон Фур'є. Коефіцієнт теплопровідності ..... 51
2.4 Механізм передачі теплоти для основних видів робочих тіл ..... 53
2.5 Диференціальне рівняння теплопровідності ..... 57
2.6 Умови однозначності ..... 61
2.7 Специфічні умови процесу теплообміну у ДВЗ ..... 64

**Розділ 3**
**Теплообмін у двигунах внутрішнього згоряння**
**і системах охолодження**

3.1 Теплообмін у циліндрі двигуна ..... 69
3.2 Теплообмін у порожнинах рідинного охолодження ДВЗ ..... 86
3.3 Теплообмін у системі охолодження двигуна ..... 88
3.4 Чисельні методи розрахунку теплових процесів у ДВЗ ..... 120

**Література** ..... 132

**Додаток А** ..... 136

**Навчальне видання**

***Олександр Володимирович Диха,***
***Владислав Петрович Свідерський,***
***Олег Петрович Бабак***

# ТЕПЛОВІ ПРОЦЕСИ ДВИГУНІВ ВНУТРІШНЬОГО ЗГОРЯННЯ

**Навчальний посібник**

Відповідальний за випуск: ***В. С. Яремчук***

Оформлення обкладинки: ***Л. Р. Басалюк, А. М. Басалюк***

Технічне редагування, коректування і верстка: ***Д. В. Зварич***

Підписано до друку 23.04.2026.
Формат 60×84/16. Папір офс. Гарн. Times New Roman.
Друк різографією. Ум. друк. арк. – 8,40. Обл.-вид. арк. – 6,35.
Тираж 100 (1-й вип. – 50 прим.). Зам. № 12/26

---

Віддруковано редакційно-видавничим відділом ХНУ.
29016, м. Хмельницький, вул. Інститутська, 7/1.
Свідоцтво про внесення в Державний реєстр, серія ДК № 4489 від 18.02.2013 р.